This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

+ *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.

+ *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.

+ *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.

+ *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at `http://books.google.com/`

Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

Nutzungsrichtlinien

Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.

Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

+ *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.

+ *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.

+ *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.

+ *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.

Über Google Buchsuche

Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter `http://books.google.com` durchsuchen.

QC
183
S3

UC-NRLF
$B 24 168

YC 10867

LIBRARY
OF THE
UNIVERSITY OF CALIFORNIA.
RECEIVED BY EXCHANGE
Class

377
S 385

Ueber Zähigkeit und Festigkeit
in der
Oberfläche von Flüssigkeiten
und über
flüssige Lamellen.

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde
der hohen philosophischen Falkultät
der Königl. Christian-Albrechts-Universität zu Kiel,

vorgelegt von

Karl Schütt
aus Flensburg.

Opponenten:

Herr Dr. phil. *H. Davidscn.*
Herr cand. med. *H. Bolte.*
Herr cand. phil. *B. Pichert.*

Voorde bei Kiel,
Druck von Otto Krohn,
1903.

No. 10.
Rektoratsjahr 1902/3.
Zum Druck genehmigt:
Dr. Harzer,
z. Zt. Dekan.

Meinen Eltern!

186613

LIBRARY
OF THE
UNIVERSITY
OF
CALIFORNIA

Einleitung.

Nach der von *Plateau* (vergl. pag. 6—7) gegebenen Erklärung beruht die Fähigkeit einer Flüssigkeit, ausgedehnte und dauerhafte Lamellen zu bilden, auf dem Vorhandensein einer oberflächlichen Schicht von besonderer Zähigkeit, die die Lamelle umkleidet und das Herabfliessen der Flüssigkeit verhindert. Die Versuche, die nach *Plateau von Luvini, Marangoni* und *Oberbeck* (vergl. pag. 7, 8, 9,) angestellt wurden, bestätigten teils die *Plateau*'sche Ansicht, teils sprachen sie dagegen, sodass die Frage, ob es eine Oberflächenzähigkeit giebt, noch nicht entscheidend beantwortet ist.

Die vorliegende Arbeit stellt sich nun die Aufgabe, Klarheit in diese Frage zu bringen. Die Flüssigkeitsoberfläche wurde mit einer oscillierenden Kreisscheibe untersucht; diese Form des schwingenden Körpers ist von den Mängeln frei, die den von *Plateau* und *Oberbeck* angewandten Methoden anhaften. Bei der Untersuchung ergab sich Folgendes: Eine Oberflächenzähigkeit im Sinne *Plateau's* wurde bei keiner Flüssigkeit gefunden (vergl. pag. 19—65) Es ergab sich jedoch, dass eine Reihe von Flüssigkeiten sich mit einer festen Haut bekleidet, die Scherungsfestigkeit zeigt. Mit der Drehwage wurde die Grösse des Torsionsmoduls und der Torsionsfestigkeit bestimmt und daraus ein Grenzwert für die Dicke der festen Schicht berechnet (vergl. pag. 66—81).

Es ergab sich jedoch, dass das Vorhandensein einer festen Oberfläche keine Erklärung für die Haltbarkeit einer Lamelle bildete. Um dieser Frage näher zu kommen, wurden Lamellen aus Glycerinseifenlösung untersucht. Es zeigte sich, dass das Dünnerwerden in ganz anderer Weise vor sich geht, als man es sich gewöhnlich vorstellt. Die Flüssigkeit fliesst nur am Rande der Lamelle nach unten, dadurch bilden sich dünnere Teile aus,

die nun nach oben steigen und sich im oberen Teil der Lamelle sammeln (vergl. pag. 38 — 41). Im Laufe dieser Untersuchung ergab es sich, dass die Glycerinseifenlösung keine homogene Flüssigkeit, sondern ein Gemisch aus drei Substanzen ist (vergl. pag 48—55). Die eine derselben, die gallertartigen Teilchen. die sich begünstigt durch den Einfluss der atmosphärischen Luft in der Glycerin-Seifenlösung ausbilden, erklärt die dämpfende Kraft der Oberfläche, die beobachtet wurde (pag. 58—63). Die zweite, die sogenannte „schwarze Substanz", kam für sich allein immer nur als äusserst dünnes Häutchen vor, dessen einzelne Teile ausserordentlich beweglich waren (pag. 41—46).

In der achten Reihe seiner experimentellen und theoretischen Untersuchungen über die Gleichgewichtsfiguren einer flüssigen Masse ohne Schwere erklärt *Plateau*[1]) das leichte Entstehen und das Beharren flüssiger Lamellen durch das Zusammenwirken der Kohäsion und der Zähigkeit. Die erstere widerstrebt dem Zerreissen der Lamelle; doch kann sie dieselbe vor dem Zerplatzen nur so lange bewahren als die Dicke der Lamelle grösser ist als das Doppelte des Radius der molekularen Attraktion. Dass dieser Grad der Dünnheit bald erreicht werde, verhindert die Zähigkeit, indem sie die Bewegung der Moleküle hemmt. In Bezug auf die Fähigkeit Lamellen zu bilden, teilt *Plateau* die Flüssigkeiten in drei Kategorien:

1) Die Kennzeichen der zur ersten Gruppe gehörenden Flüssigkeiten sind folgende: Es ist unmöglich aus ihnen Blasen zu bilden; die Lamellen haben nur kurze Dauer; eine auf der Oberfläche aufgetriebene Kuppe färbt sich überhaupt nicht oder nur langsam. Flüssigkeiten dieser Gruppe sind: Wasser, Glycerin, Schwefel- und Salpetersäure, gesättigte Lösungen von KNO_3, Na_2CO_3, $CaCl_2$ u. a. m.

2) Die Flüssigkeiten der zweiten Kategorie unterscheiden sich von denen der ersten dadurch, dass sich die Kuppen derselben rasch und ausgeprägt färben und zwar in Farben aller Ordnungen, während die der ersten Gruppe nur das Rot und

---

[1]) Pogg. Ann. 141,44 (1870).

Grün der letzten Ordnungen zeigen. Zu dieser Gruppe gehören u. a. fette Oele, Terpentinöl, Alkohol, Benzin, Schwefeläther, Schwefelkohlenstoff (unter O^0).

3) Diese Flüssigkeiten lassen sich aus der Mündung einer Pfeife leicht zu Blasen von beträchtlicher Grösse auftreiben. Ihre Kuppen sind sehr dauerhaft und färben sich erst allmählich. Zu dieser Gruppe gehören die wässrigen Lösungen der verschiedenen Seifen, des Saponins, des Albumins und des essigsauren Eisenoxyds.

Da die Kuppen der ersten und dritten Kategorie viel langsamer dünner werden als die der zweiten, so sollte man daraus schliessen, dass die Zähigkeit der zur ersten und dritten Gruppe gehörenden Flüssigkeiten grösser ist, als die der zweiten. Die Beobachtung ergiebt, dass dies nicht der Fall ist. Daraus schliesst *Plateau,* dass der Oberfläche dieser Flüssigkeiten eine besondere Zähigkeit zukommt, die unabhängig ist von der inneren Zähigkeit. Dadurch, dass er die Zeit bestimmt, die eine um 85^0 aus der Nord-Südlage abgelenkte Magnetnadel, die sich ein Mal mit ihrer unteren Fläche in der Oberfläche und zweitens ganz im Innern der Flüssigkeit befindet, nötig hat, um in ihre Ruhelage zurückzukehren, stellt er fest, dass ein Unterschied zwischen der Zähigkeit im Innern und in der Oberfläche besteht. Er untersucht auf diese Weise je fünf Flüssigkeiten der drei Gruppen und findet, dass bei den Flüssigkeiten der ersten und dritten Kategorie die mittlere Dauer des Durchlaufens der 85^0 in der Oberfläche grösser ist als im Innern. Wenn sich die Nadel in der Oberfläche befindet, ist der Widerstand nur halb so gross wie wenn sie sich im Innern befindet, da in jenem Fall nur halb so viel Flüssigkeit dämpfend auf die Bewegung der Nadel wirkt als in diesem. Mithin müsste, falls die Oberfläche keinen Einfluss ausübte, die Zeit, die die Nadel braucht, in der Oberfläche kleiner sein als im Innern. Die Flüssigkeiten der zweiten Gruppe verhalten sich so.

Im Jahre 1870 untersuchte *Luvini* [1]) diese von *Plateau* entdeckte Oberflächenzähigkeit der Flüssigkeiten und zwar benutzte

[1]) Philosophical magazine (4) 40, 190. (1870).

er eine Coulomb'sche Drehwage, deren Wagebalken er ersetzte durch Nadeln und Platten von verschiedener Form und Grösse aus Messing, Eisen, Stahl, Glas, Holz und Knochen. Indem er ebenso wie *Plateau* die Zeit bestimmte, die diese Körper die sich in der Oberfläche oder in mehr oder minder grosser Entfernung unter derselben befinden, nötig haben, um aus ihrer Gleichgewichtslage abgelenkt einen bestimmten Winkel zu durchlaufen, findet er Folgendes: Der Widerstand der Flüssigkeitsoberfläche ändert sich garnicht oder nur wenig, wenn der Körper weiter oder ganz in dieselbe eintaucht. Der Widerstand ein und derselben Flüssigkeit hängt ab von der Form des festen Körpers, der sich in ihr bewegt. Wenn man z. B. den Plateau'schen Versuch mit einer Magnetnadel wiederholt, deren kleinere Diagonale halb so gross ist wie die grössere, so findet man, dass diese Nadel sich schneller auf der Oberfläche von Wasser bewegt als unter ihr, während *Plateau* mit einer Nadel, deren grössere Diagonale gleich der der eben erwähnten war, während die kürzere kleiner war, das Gegenteil gefunden hatte.

Marangoni [1]) erklärt die von *Plateau* behauptete oberflächliche Zähigkeit auf folgende Weise: Wie schon *Quincke* [2]) festgestellt hat, bekleiden sich viele Flüssigkeiten mit einer Oberflächenhaut von geringerer Spannung als die reine Oberfläche. Um diese Haut zu entfernen, sei — so sagt *Marangoni* — eine gewisse Kraft nötig, die umso grösser sei, je grösser der Unterschied der Oberflächenspannung der reinen und unreinen Oberfläche sei. Diese Erscheinung nennt *Marangoni* „oberflächliche Elasticität" und versteht darunter die Kraft in Milligrammen, die nötig ist, um eine Länge von 1 mm parallel mit sich selbst zu verschieben. Er bestimmt ihre Grösse durch eine empfindliche Wage (bilancia capillare). Diese Oberflächenhaut bilde sich namentlich auf Flüssigkeiten der dritten Plateau'schen Klasse, sie diene den Lamellen gewissermassen als Schutzdecke und verhindere das Zerreissen.

---

[1]) Nuovo Cimento (2) 5—6, 239 (1872)
(3) 3, 50, 97, 192 (1879)
[2]) Pogg. Ann, 105, 1 (1858)
139, 1 (1870)

Hiergegen ist einzuwenden, dass die Oberflächenspannung (denn als Differenz zweier Oberflächenspannungen ist die „oberflächliche Elasticität" definiert) garnicht in Wirkung treten kann, wenn z. B. eine Scheibe in der Oberfläche drehende Schwingungen ausführt, da das Minimum der Oberfläche gewahrt bleibt; sie kann also nicht die grössere Dämpfung der Scheibe in der Oberfläche erklären. Die „oberflächliche Elasticität" ist wesensverschieden von der Oberflächenzähigkeit; erstere ist eine statische, letztere eine dynamische Erscheinung.

Nach Veröffentlichung der Versuche von *Marangoni* unternahm es *A. Oberbeck*[1]), die Reibungswiderstände in freien Flüssigkeitsoberflächen zu untersuchen. Er liess eine vertikale, rechteckige Messingplatte in der Flüssigkeit schwingen und zwar so, dass die Platte entweder ganz eingetaucht war oder dass ihr oberer Rand sich in der Oberfläche befand oder dieselbe etwas überragte. Die schwingende Platte war bifilar aufgehängt; mittels Spiegel, Fernrohr und Skala wurde das logarithmische Decrement der Schwingungen und die Schwingungsdauer in den drei oben angegebenen Lagen bestimmt. Der Quotient beider galt als Mass der Reibungswiderstände. Die Flüssigkeit befand sich in einem rechteckigen Gefäss, dessen Breite im Verhältnis zur Länge gering war. Wurde der Abstand der langen Seitenwände vermindert, so wurde der Reibungswiderstand grösser. Die Versuche ergaben in Bezug auf die Flüssigkeiten der ersten und zweiten Kategorie ein mit *Plateau* übereinstimmendes Resultat. Flüssigkeiten der dritten Kategorie hat *Oberbeck* nicht untersucht.

Nach den Ergebnissen von *Luvini* scheint diese Versuchsanordnung nicht einwandfrei, da die Gestalt des schwingenden Körpers Einfluss auf den Reibungswiderstand hat, den er findet. Schwingt eine solche vertikal stehende Platte im Innern der Flüssigkeit, so fliesst die vor derselben befindliche Flüssigkeit oben, unten und seitlich um dieselbe herum. Liegt ihr oberer Rand in der Oberfläche, so wird die Flüssigkeit auch jetzt nach oben ausweichen; die Oberfläche wird vergrössert und dadurch Arbeit gegen die Oberflächenspannung geleistet. Die hierzu er-

[1]) Wied. Ann. 11, 634 (1880)

forderliche Energie wird der schwingenden Platte entzogen, der Reibungswiderstand erscheint zu gross.

Aus dieser Zusammenstellung erhellt, dass die Frage, ob es eine Oberflächenzähigkeit giebt, noch nicht entscheidend beantwortet ist. Die Versuche von *Plateau* und *Oberbeck*, die dafür zu sprechen scheinen, werden widerlegt von *Luvini*.

I. Teil.

Die Methode.

Zur Untersuchung der Oberfläche wurde die Coulomb'sche Methode angewandt, welche darin besteht, dass eine Kreisscheibe, die an einem elastischen Draht so aufgehängt ist, dass der Aufhängepunkt im Mittelpunkt der Scheibe liegt, durch Torsion des Aufhängedrahtes in drehende Schwingungen versetzt wird, um den Draht als Axe. Wird eine solche Scheibe mit glattem Rand in die Oberfläche der Flüssigkeit gebracht, so dass diese letztere und die obere Fläche der Scheibe genau in einer Ebene liegen, so wird, wenn die Scheibe schwingt, die Grösse der Oberfläche nicht geändert, so dass eine Beeinflussung des schwingenden Systems von Seiten der Oberflächenspannung ausgeschlossen ist. Nicht zu beseitigende Nachteile der Coulomb'schen Methode sind folgende: Es ist unmöglich, die Temperatur der Oberfläche genau zu kontrollieren. Wegen der Verdunstung wird sie niedriger sein als im Innern. Ferner ist die Oberfläche jeder Temperaturschwankung, die von aussen kommt, zuerst ausgesetzt. Ein zweiter Nachteil ist der, dass es nicht möglich ist, die Oberfläche von der Luft abzuchliessen und sie so vor eventuellen Verunreinigungen aus derselben zu schützen. Dass die Atmosphäre die Flüssigkeitsoberfläche modificiert, ist wie schon erwähnt durch die Untersuchungen von *Quincke* [1]) erwiesen, der eine Abnahme der Spannung in der freien Oberfläche mit dem Alter derselben feststellt.

Schwingt eine Scheibe vom Trägheitsmoment M in einem dämpfenden Mittel, so lässt sich der Einfluss desselben auf die Bewegung der Scheibe darstellen als eine Vermehrung des Träg-

[1]) Pogg. Ann. 139, 1 (1870)

heitsmomentes und als eine Vergrösserung der Schwingungsdauer. Es ergiebt sich für das logarithmische Decrement der Schwingungen in natürlichen Logarithmen der Ausdruck:

$$\Delta_1 = \frac{1}{2} \cdot \frac{p}{M + K} \cdot T_1 \quad (1.)$$

Hier ist p das Dämpfungsmoment, d. h. der Fakter, mit dem man die jeweilige Winkelgeschwindigkeit multiplizieren muss, um das der Bewegung widerstehende Drehungsmoment zu erhalten. K stellt denjenigen Teil des Trägheitsmomentes der mitschwingenden Flüssigkeit dar, der durch die Reibung gleichsam auf die Scheibe übertragen wird. T_1 ist die Schwingungsdauer im dämpfenden Mittel, während sie T_0 im leeren Raum war.

Nach dem Vorgang von *O. E. Meyer*[1]) kann man sich die Flüssigkeit, in der die Scheibe schwingt, in zwei Teile zerlegt denken: in einen Cylinder, der die Grundfläche der Scheibe als Grundfläche hat und sich nach beiden Seiten über und unter dieselbe erstreckt. In seinen Gleichungen berechnet *O. E. Meyer* den Einfluss dieses Cylinders, dessen einzelne Horizontalschichten sich aneinander reiben, auf die Bewegung der Scheibe, während er den zweiten Teil der Flüssigkeit, den ausserhalb des Cylinders gelegenen Teil, vernachlässigt. *W. König*[2]) fügt der Meyer'schen Formel ein Korrektionsglied hinzu, indem er den vernachlässigten Teil in Rechnung zieht. Er kommt auf diese Weise zu seinem genaueren Wert für den Reibungskoefficienten η gegenüber dem Meyer'schen, der zu gross war.

Ist D die Direktionskraft des Aufhängedrahtes, so ist die Schwingungsdauer im reibenden Mittel nach *O. E. Meyer* u. *König*.

$$T_1 = \Pi \sqrt{\frac{M\,[1 + 2\,k\,(1 + 2\,l)]}{D}}$$

---

[1]) Pogg. Ann 113, 55 (1861)
Crelles Journal 59 (1861).

[2]) Wied. Ann. 32, 215 (1887).

Dem gegenüber ist die Schwingungsdauer im leeren Raum oder was dem sehr nahe gleich kommt, in Luft:

$$T_0 = \Pi \cdot \sqrt{\frac{M}{D}}$$

Das Trägheitsmoment hat also in der Flüssigkeit einen Zuwachs von

$$K = 2\,M \cdot k\,(1 + 2l)$$

erhalten. Hier stellt 2 M. k denjenigen Teil des oben erwähnten Flüssigkeitscylinders dar, der durch die Reibung gewissermassen auf die Scheibe übertragen wird, während der zweite Teil des obigen Ausdrucks denjenigen Teil der ausserhalb dieses Cylinders liegenden Flüssigkeit darstellt, der sich durch Reibung der Scheibe mitteilt. In dem obigen Ausdruck ist:

$$k = \frac{R_1^4 + 2\,R_1^3\,\delta}{4\,M} \sqrt{2 \cdot \Pi \cdot \eta\,\mu\,T_0} \text{ und}$$

$$l = \frac{1}{R_1} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \eta}{\Pi \cdot \mu} \cdot T_1},$$

wo die einzelnen Buchstaben folgende Bedeutung haben: R_1 ist der Radius der Scheibe, δ ihre Dicke, M das Trägheitsmoment des schwingenden Systems bezogen auf den Aufhängedraht als Axe; η ist die Konstante der inneren Reibung und μ die Dichte der Flüssigkeit.

Hiernach nimmt Formel (1) folgende Gestalt an:

$$\Delta_1 = \frac{1}{2} \cdot \frac{p}{M + 2\,M \cdot k\,(1 + 2l)} \cdot T_1$$

Dies gilt für den Fall, dass die Scheibe sich in der Mitte der Flüssigkeit befindet.

Wird sie aber so weit gehoben, dass sie sich genau in der Oberfläche befindet, so wird das Decrement zwar dieselbe Form haben wie vorhin, jedoch wird auf die Scheibe nur die Hälfte der Flüssigkeit dämpfend wirken, so dass das Decrement in der Oberfläche gegeben ist durch den Ausdruck:

$$\Delta_2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{{}^1/_2\ p}{M + \frac{k}{2}} \cdot T_2 ,$$

wo T_2 die Schwingungsdauer in der Oberfläche bedeutet.

Hat die Oberfläche eine eigene Zähigkeit, so wird diese sich dadurch äussern, dass sie auf die Scheibe eine besondere dämpfende Kraft O ausübt, sodass der Ausdruck für Δ_2 folgende Gestalt annimmt

$$\Delta_2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{{}^1/_2 . p + O}{M + \frac{K}{2}} \cdot T_2 \ (2.)$$

Aus (1.) und (2.) folgt:

$$O = \frac{2\,\Delta_2 \left(M + \frac{K}{2}\right)}{T_2} - \frac{\Delta_1 . (M + K)}{T_1}$$

Der Apparat.

Der zu den Schwingungsversuchen benutzte Apparat bestand im wesentlichen aus folgenden Teilen: In eine Kugel aus Gusseisen, wie sie käuflich zu erhalten ist, wurden an zwei einander diametral gegenüberliegenden Punkten je ein Gewinde gebohrt, in welche zwei Messingzapfen von geeigneter Dicke und Länge befestigt wurden. An dem unteren kürzeren derselben wurde die Scheibe angebracht, während an dem oberen der Aufhängedraht angelötet wurde. Das obere Ende desselben wurde mittels einer einfachen Vorrichtung am Torsionskopf befestigt. Dieser bestand im wesentlichen aus einem Messingzapfen, an dessen unterem Ende der Aufhängedraht befestigt war. Der Zapfen war durch einen Messingcylinder hindurch geführt, so dass er in ihm mit Reibung drehbar war. Das oben herausragende Ende des Zapfens trug zwei Zeiger, die über einer in 360° geteilten Skala

spielten, und einen kurzen Hebelarm zum bequemen Tordieren. Der oben erwähnte Messingcylinder sass in einem hölzernen Brett, das mittels einer Schraubzwinge an einem dreibeinigen Bock befestigt wurde. An Stelle der Eisenkugel wurden bei den ersten Versuchen auf der Drehbank hergestellte Stahlcylinder benutzt, in deren Axe die Messingzapfen befestigt wurden.

Als schwingende Scheiben dienten anfangs solche aus Zinkblech, dieselben wurden auf der Drehbank an dem Messingzapfen angelötet. Später wurden meistens Scheiben aus Spiegelglas benutzt. Eine solche wurde mittels Siegellack an dem Zapfen befestigt. Dann wurde das System in Oscillationen versetzt; durch Vergleichen mit der Spitze einer daneben gestellten Nähnadel, deren Spitze sich in der Höhe des Scheibenrandes dicht neben demselben befand, gelang es die Scheibe so zu stellen, dass sie genau centrisch und in einer Ebene schwang. In Fällen, wo Flüssigkeiten untersucht wurden, die Siegellack lösten, wurde statt dessen Schwefel genommen.

Die genaue Einstellung der Scheibe in die Oberfläche geschah auf folgende Weise: Unter den die Flüssigkeit enthaltenden Glascylinder wurde ein Bogen liniertes Papier gelegt. Es wurde jetzt so lange Flüssigkeit hinzugegossen, bis die Linien durch Glasscheibe und Flüssigkeit betrachtet an der Grenze von beiden nicht mehr verzerrt erschienen, bis also am Scheibenrand kein Meniskus mehr vorhanden war. War die Flüssigkeit undurchsichtig, so wurde das Spiegelbild einer über die Schale gelegten Stricknadel beobachtet.

Zur Aufnahme der Flüssigkeit dienten cylindrische Glasschalen, die auf einem Holztischchen von verstellbarer Höhe standen.

Um das schwingende System vor Luftströmungen zu bewahren, befand sich dasselbe in einer Schutzhülle aus Weissblech, deren vordere Seite durch eine Spiegelglasscheibe ersetzt war. Der Aufhängedraht befand sich in freier Luft.

Als Aufhängedraht dienten solche von Messing von verschiedener Länge und Dicke. Vor der Benutzung wurden dieselben mehrere Mal vorsichtig durch eine leuchtende Bunsen-

flamme gezogen, dann mit einem Gewicht von geeigneter Grösse belastet aufgehängt und häufig stark tordiert.

Die Schwingung wurde in der Weise eingeleitet, dass der obere Teil des Apparates um eine bestimmte Anzahl Grade nach der einen, dann um eine kleinere Anzahl nach der anderen Seite und schliesslich in die ursprüngliche Lage zurückgedreht wurde.

Bestimmung der einzelnen Grössen.

Da das schwingende System aus Körpern von einfacher geometrischer Gestalt bestand, wurde das Trägheitsmoment aus den Dimensionen und dem Gewicht der einzelnen Teile berechnet. Zur Kontrolle wurde indessen das Trägheitsmoment auch nach dem Gauss'schen Verfahren bestimmt, indem einmal die Schwingungsdauer ohne und zweitens mit Scheibe bestimmt wurde. Es zeigte sich eine recht gute Uebereinstimmung zwischen beiden Resultaten: z. B. für die Eisenkugel:

9038,8 $cm^2 g$ beobachet,

8997,6 $cm^2 g$ berechnet. Als Mittel aus beiden wurde 9018, cm^2 g in Rechnung gezogen, wozu noch das durch Rechnung gefundene Trägheitsmoment der jeweiligen Scheibe hinzukam.

Zur Bestimmung des logarithmischen Decrements wurde die Poggendorff'sche Spiegelablesung angewandt. An dem höchsten Punkt der schwingenden Kugel wurde mit Klebwachs ein kleiner quadratischer Spiegel von 1 cm Seitenlänge so befestigt, dass seine spiegelnde Fläche vertikal stand. Die auf Papier gedruckte Millimeterskala befand sich $2^1/_4$—$2^1/_2$ m vom Spiegel entfernt. Die Beobachtungen geschahen mit einem mit Fadenkreuz versehenen astronomischen Fernrohr in der Weise, dass nachdem eine Anzahl Schwingungen vorübergegangen war, eine grössere Anzahl Umkehrpunkte beobachtet wurde; dabei wurden Zehntel Skalenteile geschätzt. Aus den Logarithmen der Differenzen ergaben sich durch Subtraktion die logarithmischen Decremente in dekadischsen Logarithmen.

An dem auf diese Weise bestimmten Decrement λ ist noch eine Korrektion anzubringen. Das beobachtete Decrement ent-

hält Teile, die von dem inneren Widerstand des Aufhängedrahtes und der Reibung der Luft an den ausserhalb der Flüssigkeit befindlichen Teilen des schwingenden Systems herrühren. Bestimmt man zunächst das Decrement d der ohne die Scheibe in Luft schwingenden Kugel und subtrahiert dieses von λ, so erhält man den Teil Δ_1 des Decrements, der allein durch die Reibung der Flüssigkeit bedingt ist. Allerdings findet auch Reibung statt an dem Teil des Messingzapfens, der in die Flüssigkeit taucht, doch ergab sich aus der Beobachtung, dass dieser Teil selbst bei Flüssigkeiten von grosser innerer Reibung vernachlässigt werden darf. — Befindet sich die Scheibe in der Oberfläche der Flüssigkeit, so wirkt ausser der Luftreibung an der Kugel noch die Luftreibung an der oberen Fläche der Scheibe dämpfend. Ist λ_0 das Decrement in Luft mit Scheibe, so ist $(\lambda_0 - d)$ das der Scheibe allein und $^1/_2\ (\lambda_0 - d)$ das der oberen Scheibenfläche. Um Δ_2 zu erhalten, ist demnach zu bilden:

$$\lambda_2 - \left(d + \frac{\lambda_0 - d}{2}\right)$$

Ein nicht zu vermeidender Nachteil der unifilaren Aufhängung besteht darin, dass es unmöglich ist, die Abhängigkeit von d von der Schwingungsdauer festzustellen. *W. König*[1]) bestimmt diese Abhängigkeit, indem er an seinem bifilar aufgehängten System durch Aenderung des oberen Fadenabstandes die Schwingungsdauer variiert. Jedoch ist eine Bifilaraufhängung für die Untersuchung der Oberfläche nicht brauchbar, da mit jeder Drehung eine Hebung aus der Horizontalebene verbunden ist. Ausserdem ist die Aenderung der Schwingungsdauer, die eintritt, wenn die Scheibe statt in Luft im Innern oder in der Oberfläche der Flüssigkeit schwingt, so gering, dass die dadurch bedingte Veränderung von d keinen merklichen Fehler verursacht.

Die Bestimmung der Schwingungsdauer geschah auf die in *Kohlrausch's* Lehrbuch der praktischen Physik (9te Auflage 1901) auf pagina 106 angegebene Weise. Es wurde 12 Mal

---

[1]) Wied. Ann. 32, 215 (1887).

nacheinander die Zeit des Durchgangs eines markierten Punkts der Skala durch das Fadenkreuz beobachtet. Die beobachteten Zeiten wurden in zwei Sätze geteilt, dann wurde aus 3 und 4, 2 und 5 und 1 und 6 des ersten Satzes das Mittel genommen und aus diesen das Hauptmittel; dasselbe geschah beim zweiten Satz. Die durch 6 dividierte Differenz der beiden Hauptmittel ergab die Schwingungsdauer. Bei jeder Beobachtung wurde die Schwingungsdauer mehrere Mal nach dieser Methode bestimmt. Das Mittel derselben wurde auf unendlich kleine Bögen reduziert.

Die Dichte der Flüssigkeit wurde mit Aräometer und Mohr'scher Wage, in einzelnen Fällen auch durch Wägung mit dem Pyknometer bestimmt.

Die Reihenfolge der Versuche war folgende: Zuerst wurden Decrement und Schwingungsdauer der Kugel ohne und mit Scheibe in Luft bestimmt. Dann wurde die mit heissem Wasser sorgfältig gereinigte und getrocknete Scheibe in die Oberfläche gebracht und Decrement und Schwingungsdauer beobachtet. Dann wurde so viel Flüssigkeit zugegossen, dass sich die Scheibe in der Mitte derselben befand; die Höhe der Flüssigkeit im Gefäss betrug dann etwa 6 cm. Die Temperatur der Flüssigkeit wurde vor und nach jeder Schwingungsreihe bestimmt.

Beobachtungen an verschiedenen Flüssigkeiten.

Zunächst wurden einige Vorversuche angestellt, um den Einfluss der Lage der Scheibe in der Oberfläche festzustellen. Die Versuche wurden mit einer Zinkscheibe von 4,99 cm Radius an einer 27,0%igen Chlornatriumlösung, die sich in einer Glasschale von 5,99 cm Radius befand, in folgender Weise gemacht: Unter die Schale wurden drei Pappscheiben von je 0,6 mm Dicke gelegt, dann wurde die Scheibe in die Oberfläche eingestellt. Dadurch, dass nacheinander die Scheiben vorsichtig unter der Schale fortgezogen wurden, wurde diese jedesmal um 0,6 mm gesenkt. Vermöge der Adhäsion trug die Scheibe an ihrer unteren Fläche einen Flüssigkeitscylinder, der sich über die Oberfläche erhob. In allen vier Lagen wurde das Decrement bestimmt:

Tabelle I.

Ind. Oberfläch.	0,6 mm	1,2 mm	1,8mm gehob.
0,05641	0,05469	0,05101	0,04614

Die Decremente sind die beobachteten, an ihnen ist also keine Korrektion angebracht. Dass eine solche Abnahme des Decrements mit der Erhebung in der Oberfläche statthaben muss, ist leicht einzusehen. Teilt man mit *O. E. Meyer* die Flüssigkeit in zwei Teile, in einen Cylinder, der die Fläche der Scheibe als Grundfläche hat, und in den ausserhalb gelegenen Teil, so wirken, wenn sich die Scheibe in der Oberfläche befindet, beide

Teile dämpfend. Wird sie in der Oberfläche gehoben, so tritt die Einwirkung des zweiten Teils um so mehr zurück, je höher die Erhebung ist.

a. Kochsalzlösung.

Die nächste Versuchsreihe ist mit derselben 27,0%igen Kochsalzlösung angestellt; ihr specifisches Gewicht betrug 1,2058. Die Scheiben bestanden aus 0,4 mm dickem Zinkblech. Die Werte von η sind nach den von *W. König*[1]) angegebenen Formeln berechnet. Als Mittel für η ergiebt sich 0,01768, während *Grotian*[2]) nach *O. E. Meyers* Formel für eine 23,86%ige Kochsalzlösung η=0,02417, also einen beträchtlich grösseren Wert findet. Allerdings liefert die Meyer'sche Formel zu grosse Werte für η; doch ist es nicht möglich, hieraus die grosse Differenz zwischen dem Grotian'schen und meinem Wert zu erklären. Es ist mehr wahrscheinlich, dass die Reibungskonstante einer Kochsalzlösung mit wachsendem Salzgehalt zunächst steigt, um nachher wieder abzunehmen. Die Werte von O sind klein.

Es darf jedoch auf die Resultate, die in Tab. II (s. Seite 21) niedergelegt sind, kein grosses Gewicht gelegt werden. Zunächt erfolgte die Einstellung der Scheibe in die Oberfäche nicht nach der optischen Methode, sondern durch Visieren über die Oberfläche hin. Ferner wurde es durch andere Versuche wahrscheinlich, dass das Zink die Oberfläche verunreinigte. Diese bestanden darin, dass eine Zinkscheibe (R_1=4,99 cm) in die Oberfläche eingestellt (diesmal nach der optischen Methode) und darin gelassen wurde. Dann wurde zu verschiedenen Zeiten das Decrement bestimmt:

Tabelle III.

Oberfläche:	frisch	24 h alt	25 h alt
	0,05641	0,17075	0.26101

Auch hier ist die Korrektion nicht an den Decrementen angebracht. Das Decrement vergrössert sich bedeutend, wenn die

[1]) Wied. Ann. 32,215. (1887).
[2]) Pogg. Ann. 157,243 (1876).

Tabelle II.

R_1	R_2	M	T_0	Δ_1	T_1	η	Δ_2	T_2	p_1	p_2	0
2,03	3,01	867,0	5,025″	0,00680	5,062″	0,01755	0,00420	5,046″	5,4	3,3	0,6
4,04	5,99	2181,0	8,038″	0,04907	8,271″	0,01774	0,02646	8,205″	68,7	38,9	0,6
4,99	5,99	2338,9	8,357″	0,10114	8,938″	0,01767	0,05352	8,662″	141,3	71,8	1,2

Tabelle IV.

$R_1 = 5{,}025$, $R_2 = 7{,}35$, $T_0 = 24{,}819$ M = 9739,7.

Oberfläche:	frisch	8 h alt
	0,2589	0,02586

Zinkscheibe längere Zeit mit der Flüssigkeit in Berührung ist. Es zeigte sich, dass nach 25 Stunden die Oberfläche mit einer dünnen Haut bedeckt war, die lebhafte Farben zeigte.

Zu den weiteren Versuchen wurden Glasscheiben verwandt. Die Beobachtungen an einer 20,0%igen, zwei Mal filtrierten

Chlornatiumlösung vom specifischen Gewicht 1,1267 sind in Tab. IV (siehe Seite 21) enthalten. Das Decrement ändert sich nicht mit dem Alter der Oberfläche. Die Temperatur der Flüssigkeit war von 20,0° auf 20,6° gestiegen. Tabelle V. enthält die Berechnung

Tabelle V.

Δ_1	T_1	η	Δ_2	T_2	O
0,04798	25,649''	0,01638	0,02509	25,281''	—0,7

der in Tabelle IV enthaltenen Werte. O ist auch hier klein.

b. Leitungswasser.

Die Oberfläche wurde zunächst mit der Zinkscheibe untersucht. Die in der zweiten Horizontalreihe von Tab. VI stehenden

Tabelle VI.

$R_1 = 4{,}99 \quad R_2 = 5{,}99 \quad M = 2338{,}9$

5'	10'	60'	65'	17h	Mitte
0,03909	0,03983	0,04100	0,04161	∞	0,08256

Zahlen geben das Alter der Oberfläche in Minuten an. Das Decrement nimmt mit der Zeit zu, nach 17 Stunden liess sich durch die gewöhnlich angewandte Torsion keine Schwingung erzielen. Auch hier war die Oberfläche von einer Interferenzfarben zeigenden Haut bedeckt, die ihre Entstehung der Verunreinigung der Oberfläche durch das Zink verdankte.

Wurde die Zinkscheibe durch eine Glasscheibe ersetzt, so zeigte sich keine Aenderung mit dem Alter: Tabelle VII u. VIII.

Tab. VII.

$R_1 = 3{,}30 \quad R_2 = 5{,}99 \quad M = 2113{,}7$

Oberfläche:	frisch	18h alt
	0,00991	0,00995

UNIVERSITY OF CALIFORNIA

Tab. VIII.

$R_1 = 5{,}025 \quad R_2 = 7{,}35 \quad M = 9739{,}7$

Oberfläche:	frisch	20 h alt
	0,02189	0,02156

Tab. IX enthält die Berechnung der in Tab. VII und VIII

Tab. IX.

T_0	T_1	Δ_1	η	T_2	Δ_2	O	t
7,444"	7,518"	0,01717	0,01117	7,484"	0,0089	—0,8	19,3
24,819"	25,413	0,03828	0,01204	25,124"	0,02077	1,4	16,1

enthaltenen Werte. Die Unterschiede von η erklären sich aus der verschiedenen Temperatur der Flüssigkeiten. O ist klein.

c. Destilliertes Wasser.

Wie aus Tabelle X. hervorgeht, zeigt das Decrement in den

Tab. X.

5′	2h 25′	5h 50′	21h 45′	21h 55′
0.02286	0,02261	0,02267	0,02496	0,02253

$R_1 = 5{,}025 \quad R_2 = 7{,}35 \quad M = 9739{,}7$

ersten 6 Stunden keine Zunahme. Nach 22 Stunden ist es grösser geworden, es hat sich eine oberflächliche Schicht ausgebildet. Wurde die Scheibe jetzt in Schwingungen mit grosser Amplitude versetzt, so wurde diese Schicht zerstört und es wurde nun ein dem ursprünglichen gleiches Decrement beobachtet: Spalte 5 Tabelle X.

Eine zweite Beobachtung wurde an abgekocktem destillierten Wasser angestellt: Dasselbe war am Tage vor der Beobachtung

ca 1/2 Stunde lang gekocht und in einer, nicht ganz gefüllten, aber gut verschlossenen Flasche aufbewahrt worden. Wie Tab. XI

Tab. XI.

5′	45′	70′	95′	16h	16h	17h
0,02357	0,02875	0,02764	0,02621	0,03020	0,02295	0,02320

T_2 = 25,049" T_2 = 25,083"

zeigt, nimmt das Decrement schneller zu, wie bei ungekochtem Wasser. Vor der 6ten Beobachtung, war die Scheibe in Schwingungen mit grosser Amplitude versetzt worden; infolge der Zerstörung der oberflächlichen Schicht ist das Decrement kleiner.

Decrement und Schwingungsdauer für die im Innern befindliche Scheibe waren für ungekochtes und gekochtes destilliertes Wasser dieselben, nämlich Δ_1=0,03844 T_1=25,391". Daraus ergab sich η=0,01212; dabei betrug die Temperatur des ungekochten Wassers 15,6°, die des gekochten 15,4°.

Dass das in Tab. XII enthaltene O nicht 0 ist, mag daran

Tab. XII.

		Δ_2	T_2	O
Ungekochtes Wasser	Frische Oberfl.	0,02195		4,8
	21h 45′ alt	0,02421	25,061"	9,0
Abgekochtes Wasser	Frische Oberfl.	0,02251	25,049"	5,9
	16h alt	0,02945	25,083"	18,6

liegen, dass die Oberfläche, sobald sie mit der Luft in Berührung kam, sich sofort verunreinigte, wahrscheinlich durch Absorption von Luft. Dass eine Verunreinigung häufig eintritt, ist wie schon in der Einleitung erwähnt, von *Quincke* festgestellt worden.

Eine durch Alkohol- oder Aetherdämpfe verunreinigte Wasseroberfläche zeigte keine Aenderung des Decrements.

d. 0,011%ige Kochsalzlösung.

Eine Lösung von dieser Konzentration bildet nach *Lenard*[1]) an ihrer Oberfläche keine elektrische Doppelschicht gegen Luft aus. Wie Tab. XIII zeigt ergab sich dasselbe Decrement wie beim Leitungswasser.

Tab. XIII.

	Oberfläche	Mitte
Kochsalzlös. 0,011%ig.	0,01006	0,01777
frisches Leitungswasser:	0,00991	0,01796

e. Alkohol, Petroleum, Glycerin-Wasser.

Tab. XIV enthält die Resultate. Die Dimensionen der angewandten Scheiben u. s. w. waren folgende: Für 1) u. 2) $R_1 = 3{,}30$ cm, $R_2 = 5{,}99$ cm, $M = 2113{,}7$ cm^2 g; für 3) $R_1 = 5{,}025$ cm, $R_2 = 7{,}35$ cm, $M = 9739{,}7$ cm^2 g. Die dritte Flüssigkeit war ein Gemisch von 2 Volumen destillierten Wassers und von 1 Volumen reinen Glycerins. Alle drei Flüssigkeiten zeigten keine Aenderung des Decrements mit zunehmendem Alter der Oberfläche.

Tab. XIV.

	μ	Δ_1	T_1	η	Δ_2	T_2	O	t
1. Alkohol	0,9230	0,02876	7,663″	0,02933	0,01517	7,559″	0,9	20,0°
2. Petroleum	0,7979	0,02241	7,551″	0,02214	0,01182	7,501″	0,7	19,8°
3. Glycerin-Wasser	1,0840	0,03624	9,700″	0,02646	0,02009	9,583″	0,3	22,3°

Bei allen erwähnten Flüssigkeiten ist das von der Oberfläche auf die Scheibe ausgeübte Dämpfungsmoment klein. Dagegen haben, wie schon oben erwähnt ist, *Plateau* und nach ihm *Oberbeck* gefunden, dass zwischen Alkohol und Wasser ein Unterschied besteht: die Oberfläche des letzteren hat grösseren

[1]) Wied. Ann. 46,629 (1892).

Widerstand als das Innere, während es beim Alhohol umgekehrt ist. Dieser Widerspruch kann auf folgende Weise erklärt werden: Nach *Quincke*[1]) ändert sich die Oberflächenspannung von Wasser und von mit Wasser verdünntem Alkohol in verschiedener Weise mit der Zeit. Die Oberflächenspannung des letzteren bleibt konstant oder sie zeigt eine geringe Zunahme, während die des Wassers abnimmt. Wird die alte Wasseroberfläche irgendwie zerstört, so wird sich an dieser Stelle eine frische Oberfläche bilden, die sich vermöge ihrer grösseren Spannung zusammenzieht, so dass sich das in der alten Oberfläche ausgebildete Loch sofort wieder schliesst. Es ist demnach schwierig, Teilchen aus einer alten Oberfläche in das Innere zu bringen. Beim Alkohol-Wassergemisch ist diese Schwierigkeit nicht vorhanden. Dies wird bestätigt durch die Versuche von *Lenard*[2]). Bläst man gegen eine Wasseroberfläche, in der Lykopodium suspendiert ist, in schräger Richtung einen Luftstrom, so treten kreisende Bewegungen in horizontalen Bahnen auf; die Teilchen, die einmal in der Oberfläche sind, bleiben immer in derselben. Derselbe Versuch ergiebt beim Alkohol wiederholt, dass die Teilchen der Oberfläche untertauchen und vertikale Bahnen durchlaufen. Etwas modificiert lässt sich der Versuch auf folgende Weise anstellen: Dreht man einen etwa 1 mm dicken und 5 cm langen Metallstab um eine vertikale Axe in einer Wasseroberfläche, so weichen die Lykopodiumteilchen vor demselben seitlich aus und fliessen in horizontalen Bahnen um den Stab herum. Beim Alkohol tauchen dagegen die Teilchen vor dem Stab unter, hinter ihm kommen andere in die Oberfläche. Die Teilchen legen daher nur den kurzen Weg aus der Oberfläche vor dem Stab unter ihn hindurch in die Oberfläche hinter ihm zurück, während sie beim Wasser den bei weitem längeren Weg in horizontaler Bahn um die Stabenden herum durcheilen. Die Geschwindigkeit, die zur Zurücklegung dieser Wege den Teilchen erteilt werden muss, wird dem Stab entzogen. Das Verhältnis der Energie, die unter sonst gleichen Bedingungen dem Stab in der Oberfläche entzogen

[1]) Pogg. Ann. 160,583 (1877).
[2]) Wied. Ann. 30,231 (1887).

wird, ist beim Wasser grösser als beim Alkohol. Dass meine Versuche nicht den von *Plateau* und *Oberbeck* gefundenen Unterschied ergaben, erklärt sich daraus, dass da eine Kreisscheibe angewandt wurde, die in der Oberfläche befindlichen Teile keinen Grund hatten, dieselbe zu verlassen.

Aus dem soeben Erwähnten erklärt sich auch die von *Luvini* gefundene, auf Seite 9 angeführte Tatsache. Er lässt eine rautenförmige Nadel, deren kleinere Diagonale halb so gross ist wie die grössere, in der Oberfläche von Wasser schwingen und findet, dass sich dieselbe schneller in der Oberfläche bewegt als im Innern. Bei einer Nadel von kürzerer kleiner Diagonale ist das Umgekehrte der Fall. In Fig. 1. sind die beiden Nadeln und die Bahnen der Flüssigkeitsteilchen gezeichnet. Der Einfachheit halber sind für die Oberflächenteilchen kreisförmige Bahnen angenommen worden. Da bei der schmalen Nadel die Bahnen länger sind als bei der breiten, so ist der Geschwindigkeitsverlust der ersteren grösser.

Quecksilber.

Wesentlich verschieden von dieser Gruppe von Flüssigkeiten verhält sich das Quecksilber. Es hat mit der ersten Gruppe gemeinsam, dass eine frische Oberfläche keine besondere Zähigkeit hat; nach kurzer Zeit jedoch sind bedeutende Veränderungen vorgegangen, die nur durch ein Festwerden der Oberfläche erklärt werden können. Von der alten Oberfläche wird im zweiten Teil der Arbeit die Rede sein, hier von der frischen.

Damit nicht durch Elektrisierung Unregelmässigkeiten in die Beobachtungen kämen, wurden Scheiben und Gefässe aus Glas nicht angewandt. Eine Scheibe aus blankem Eisenblech, die an einem Stahlzapfen festgenietet war, wurde an der Kugel befestigt; zur Aufnahme des Quecksilbers diente eine aus Eisen gepresste Schale. Das Quecksilber war kurze Zeit vor Anstellung der Versuche im Vakuum destilliert worden; jedoch war die Oberfläche trotzdem nicht rein, da sich Wasser nicht auf ihr ausbreitete, sondern als eine allerdings flache Linse liegen blieb.

Auch wenn das Quecksilber, wie es *Quincke*[1]) angiebt mehrere Mal aus einem Papiertrichter mit enger Oeffnung in heisses Wasser filtriert und nachher durch nochmaliges Filtrieren in eine erwärmte Porzellanschale getrocknet war, breitete sich Wasser auf demselben nicht aus. Wurde es indessen nach dem von *Röntgen*[2]) angeführten Verfahren gereinigt, so fand die Ausbreitung statt. War die Oberfläche indessen nur etwa $^1/_2$ Minute der Luft ausgesetzt gewesen, so blieb der Wassertropfen als flache Linse liegen. Da es unmöglich ist, innerhalb einer so kurzen Zeit einen Schwingungsversuch zu machen, so musste auf die Untersuchung vollkommen reiner Oberflächen verzichtet werden. Um eine Verunreinigung von Seiten der Scheibe und des Gefässes auszuschliessen, wurden beide längere Zeit in Seifenwasser und nachher mehrere Mal in destilliertem Wasser ausgekocht und durch gelindes Erwärmen getrocknet. Dann wurde mit mehreren Portionen reinen Quecksilbers vorgespült.

Das Resultat der Schwingungsversuche findet sich in Tab. XV.

Tab. XV.

$M = 9730{,}8$	$2\,R_1 = 10{,}035$	$\delta = 0{,}875$	$T_0 = 9{,}345''$
1) $\Delta_1 = 0{,}07893$	$T_1 = 9{,}959''$	$\eta = 0{,}01564$ (16,9°)	
2) $\Delta_2 = 0{,}03919$	$T_2 = 9{,}614''$		

Bei der zweiten Beobachtung wurde die Scheibe so eingestellt, dass ihre untere Fläche die Oberfläche berührte. Es sind also die beiden Werte von Δ_1 und Δ_2 nicht ohne Weiteres mit einander vergleichbar; der Wert von Δ_1 ist zu gross und zwar um den Wert, der durch die endliche Dicke der Scheibe bedingt wird. Um den zu Δ_2 gehörigen Wert zu bekommen, wurde nach den König'schen Formeln Δ^1 für eine unendlich dünne Scheibe berechnet; es ergab sich $\Delta_1) = 0{,}07649$ und daraus $O = 10{,}6$.

Der dämpfende Wert der Oberfläche ist also jedenfalls klein. Es muss indessen schon an dieser Stelle erwähnt werden, dass die grössere Dämpfung nicht in dem Vorhandensein einer be-

[1]) Pogg. Ann. 139,66. (1870).
[2]) Wied. Ann. 46,152 (1892).

sonders zähen flüssigen Schicht ihren Grund hat, sondern dass die Oberfläche unter dem Einfluss der Luft starr wird; diese feste Haut, die anfangs äusserst dünn ist, wird durch die schwingende Scheibe in Stücke zerrissen, die sich gegen einander und die darunter befindliche Flüssigkeit reiben; hierdurch wird der Scheibe Energie entzogen und das Decrement wird grösser. Beobachtet man nach einiger Zeit an derselben Oberfläche das Decrement, so ist es beträchtlich grösser geworden. Hieraus ist man zu schliessen berechtigt, dass eine ganz frisch gebildete Quecksilberoberfläche keinerlei besondere Eigenschaften in Bezug auf Zähigkeit und Festigkeit gegenüber dem Innern zeigt. Wird die Oberfläche älter, so verliert sie ihren flüssigen Charakter; hiervon wird im zweiten Teil die Rede sein.

Schwefelsäure.

Es wurde eine konzentrierte Säure, wie sie im Handel zu haben ist, zur Untersuchung benutzt; ihr specifisches Gewicht betrug bei 16° 1,8320. Hieraus geht hervor, dass die Säure nicht vollkommen wasserfrei war, sondern noch etwa 7% Wasser enthielt (*Krafft,* Anorganische Chemie, 3te Auflage p. 185). Um eine weitere Verdünnung durch Aufnahme von Wasserdampf aus der Luft zu verhindern, wurde das cylindrische Gefäss, in dem sich die Säure bei den Schwingungsversuchen befand, mit zwei Glasscheiben bedeckt, die in der Mitte eine Oeffnung hatten, um den Glaszapfen, der die Scheibe trug, durchzulassen. Auf diese Glasplatten wurden mehrere Gefässe mit Phosphorsäure gestellt, so dass die Luft, die durch die Oeffnung etwa an die Säure gelangte, die Phosphorsäure passieren und ihren Wasserdampf abgeben musste. Wurde das Ganze ausserdem von der Schutzhülle aus Blech umgeben, so war es so gut wie ausgeschlossen, dass wasserdampfhaltige Luft an die Schwefelsäure gelangte.

Die Glasscheibe, deren Durchmesser 9,999 cm betrug, wurde mittels Schwefel an dem Glaszapfen befestigt.

Die Resultate sind in Tab. XVI—XVIII enthalten.

Tab. XVI.

$\Delta_1 = 0{,}16685 \quad T_1 = 10{,}130'' \quad \gamma_1 = 0{,}27246 \ (16{,}3^0)$

Tab. XVII a.

	5′	19′	50′	17h
Δ_2	0,07966	0,07992	0,07984	0,09553
T_2	9,626″			9,683″
O	—35,8			22,4

Tab. XVII b.

75′	90′
0,09189	0,09006

Tab. XVII c.

5h	8h
0,08319	0,08222

Tab. XVIII.

5′	63′	119′	20h
0,07931	0,7829	0,07882	0,08892

$T_2 = 9{,}594''$

Tab. XVI enthält die Schwingung im Innern der Säure, Tab. XVII, a die Schwingung in der Oberfläche; die erste Horizontalreihe enthält das Alter der Oberfläche. Nach der letzten Beobachtung wurde die Phosphorsäure, die nahezu zerflossen war, entfernt, desgleichen die Deckgläser. Dann wurde die Beobachtung 17,b gemacht. t zählt vom Augenblick des Entfernens der Phosphorsäure an. Dann wurde ein kleines Becherglas mit Wasser unter die Schutzhülle gestellt und nun zur Zeit t hiernach die Beobachtung 17,c gemacht. Am nächsten Tag (also für $t = 24$ h) waren 1,5 g Wasser verdunstet; die Flüssigkeit war auf die Scheibe getreten.

Aus Tab. 17a geht hervor, dass das Decrement längere Zeit konstant bleibt, um dann allmählig zu steigen. Für die ersten Werte von Δ_1 ist O negativ. Es befindet sich demnach in der Oberfläche der Schwefelsäure eine Schicht, die eine geringere Zähigkeit als das Innere besitzt. Da einige Zeit verstrich zwischen dem Hineingiessen der Säure in die Schale und dem Beginn des Versuchs und da wenigstens während eines grossen Teils dieser Zeit die wasserhaltige Luft des Zimmers mit der Flüssigkeitsoberfläche in Berührung stand, so ist es wahrscheinlich, dass sich an der Oberfläche der Säure eine wasserhaltige Schicht von geringerer Zähigkeit ausgebildet hat. Im Laufe der Zeit wird indessen nicht nur dieses, sondern auch die 7% Wasser, die die Säure noch enthielt, von der Phosphorsäure absorbiert, so dass jetzt nach Ablauf von 17 Stunden eine konzentrierte oder wenigstens nahezu konzentrierte Säure im Gefäss enthalten ist, die eine grössere innere Reibung besitzt, so dass das O jetzt einen positiven Wert hat. Dass hierbei das Volumen der Flüssigkeit dasselbe geblieben ist, dass die Scheibe sich noch immer genau in der Oberfläche befindet, erklärt sich aus der eigenartigen Dichteänderung der Schwefelsäure, bei abnehmendem Wassergehalt. Nach *Krafft* ist die Dichte die in Tab. XIX. (s. Seite 32) enthaltene. Bei einem Gehalt von 98% H_2SO_4 ist die Dichte am grössten, bei 100% nahezu dieselbe wie bei 93% und damit auch das specifische Volumen.

Bei den Beobachtungen von Tab. XVII b, wo der Säure die Möglichkeit gegeben war, Wasserdampf aufzunehmen, nehmen

Tab. XIX.

Dichte bei 15°	100 Gew. tl. enthalten H_2SO_4:
1,8185	90
1,8339	93
1,8406	96
1,8412	98
1,8403	99
1,8384	100

die Decremente ab; die Säure wird verdünnter und damit dünnflüssiger. Dass die Decremente trotzdem grösser bleiben als 0,07966, erklärt sich auf folgende Weise: Nachdem die auf der Oberfläche befindliche Schicht erst soweit verdünnt worden ist, dass sie weniger als 93% H_2SO_4 enthält, wird ihre Dichte bei jeder weiteren Verdünnung kleiner als die der darunter befindlichen konzentrierten, sie wird also auf der Oberfläche bleiben. Die Scheibe schwingt also jetzt in einer Flüssigkeitsoberfläche, die bis zu einer gewissen Tiefe aus einer verdünnten, weniger zähen Säure besteht, deren Verdünnung fortschreitet, während sich darunter eine ganz konzentrierte von grösster Zähigkeit befindet. Bei der ersten Beobachtung in Tab. XVII a war die Verteilung die, dass auf einer 93%igen Säure sich eine solche von grösserer Verdünnung befand. Dass im erst erwähnten Fall die Dämpfung, die die Scheibe erfährt, grösser ist, ist wahrscheinlich. Dass auch bei weiterer Wasserdampfabsorption das Decrement nicht weiter abnimmt, kommt daher, dass jetzt das Volumen zunimmt, so dass sich am Rande der Scheibe ein nach oben konvexer Meniskus bildet; es schwingt mehr Flüssigkeit mit, nämlich so viel als sich oberhalb der durch die obere Scheibenfläche gelegten Ebene befindet, dadurch erscheint die Reibung vergrössert. Dies wird bestätigt durch Tabelle XVII c: Anfangs nimmt das Decrement ab, weil die Flüssigkeit durch

Wasseraufnahme aus der Luft verdünnter wird. Nach 20 Stunden ist das Decrement indessen grösser als es zu Anfang war, weil die Flüssigkeit gestiegen ist. Die Veränderungen des Decrements in der Oberfläche erklären sich hiernach aus Aenderungen der inneren Reibung infolge von Aenderungen der Konzentration.

Dass die Oberfläche in der Tat keine Festigkeit zeigte, bestätigten die Versuche mit der Drehwage. Dieselben wurden unter einer luftdicht schliessenden Glasglocke angestellt, in welcher die Schwefelsäure entweder sich selbst überlassen blieb oder durch Hineinbringen eines Gefässes mit Phosphorsäure oder Wasser Veränderungen ausgesetzt wurde. In keinem Fall zeigten sich Aenderungen der Oberfläche, auch nicht wenn ganz dünne Aufhängedrähte angewandt wurden und wenn die Oberfläche ca. 8 Tage sich selbst überlassen blieb, bevor der Versuch angestellt wurde.

Glycerin-Seifenlösung.

Dieselbe wurde nach folgendem Rezept hergestellt[1]): 1 Gewichtsteil trockner venetianischer Seife wurde unter Schütteln und schwachem Erwärmen in 40 Gewichtsteilen destillierten Wassers gelöst. Nach 24 Stunden wurde zu drei Volumteilen derselben 1 Volumteil reinen Gycerins hinzugesetzt und durch starkes und wiederholtes Schütteln eine innige Mischung erzielt. Nachdem diese 24 Stunden im ungeheizten Zimmer gestanden hatte, hatte sich am Boden des Gefässes ein gallertartiger Niederschlag gebildet, von dem die darüber stehende Flüssigkeit mittels eines Hebers abgehoben wurde. Die letztere wurde in Flaschen gefüllt und bei konstanter Temperatur im Keller aufbewahrt. Trotz dieser Vorsichtsmassregeln gelang es nicht, die Seifenlösung unverändert zu erhalten.

Die so erhaltene Flüssigkeit war in ausgezeichneter Weise geeignet, ausgedehnte und dauerhafte Lamellen zu bilden. Aus der Mündung einer Tonpfeife konnten Blasen bis zu 18 cm Durchmesser erhalten werden. Eine horizontale ebene Lamelle in einem Drahtring hielt sich unter einer Glasglocke 36 Stunden. Betrachtet man eine solche Lamelle, die sich in freier Luft be-

[1]) Boys: Soap bubbles. London 1890. pag 143.

findet, so sieht man, dass die einzelnen Teilchen in lebhafter Bewegung sind, sie wirbeln lebhaft durcheinander. Auch beim Aufblasen einer Blase aus der Mündung einer Pfeife nimmt man eine starke Bewegung, vielfach eine Rotation um eine horizontale Axe wahr. Diese grosse Beweglichkeit spricht gegen die *Plateau*'sche Ansicht einer starken Oberflächenzähigkeit.

Um festzustellen, worauf diese Beweglichkeit beruht und wodurch sie veranlasst wird, ferner um das Entstehen und Dünnerwerden einer Lamelle zu verfolgen, wurden zunächst eine Reihe Beobachtungen an Lamellen angestellt. Dieselben wurden aus einer frisch bereiteten, bei einer Temperatur von O^0 filtrierten Glycerin-Seifenlösung hergestellt, die fast vollkommen wasserklar war.

a Lamellen aus Glycerin-Seifenlösung.

Um vor Störung durch Luftströmungen sicher zu sein, wurde ein würfelförmiger Kasten von ungefähr 18 cm Kantenlänge aus Weissblech zusammengelötet, in dessen Innern die Lamelle beobachtet wurde. Eine der vertikalen Wände wurde durch eine Scheibe aus Spiegelglas ersetzt. Die untere horizontale Fläche des Würfels wurde offen gelassen; mit dieser wurde derselbe auf eine quadratische Holzplatte gesetzt, die an ihren Rändern mit einer Erhöhung versehen war. Dadurch, dass der Raum zwischen diesem Rand und dem Würfel bis zu einer genügenden Höhe mit Paraffin ausgegossen wurde, konnte das Innere von der äusseren Luft abgeschlossen werden. Durch die seitlich neben der Glasplatte liegende Wand war mittels einer Stopfbüchse ein galgenförmig gebogener Messingdraht hindurchgeführt, dessen Dicke etwa 2 mm betrug; an dem kürzeren, dem Horizontalarm eines Galgens entsprechenden, innerhalb des Kastens befindlichen Ende war ein Rechteck aus Glas mittels Siegellack befestigt. Durch Verdrehen der Stopfbüchse war es möglich, das Rechteck in eine auf der Holzplatte stehende Glasschale, die Glycerin-Seifenlösung enthielt, zu tauchen. Dann wurde das Rechteck mit der Lamelle herausgehoben und die Stopfbüchse zurückgedreht, so dass sich die Lamelle jetzt vertikal vor der Glasplatte befand und untersucht werden konnte. Die Dimen-

sionen des Rechtecks waren folgende: Höhe 57 mm, Breite 39,2 mm. Es war aus einer 2 mm dicken Glasstange in der Flamme gebogen. In die Wände des Kastens waren seitlich mehrere Metallröhren eingesetzt, durch die es möglich war, die Luft durch andere Gase zu ersetzen. Der Abschluss der Lamelle von der freien Luft hatte ausserdem den Vorteil, dass der Raum im Kasten mit Dampf gesättigt war, so dass eine Störung durch Verdampfung nicht zu befürchten war. Die Beobachtung der Lamelle geschah im reflektierten Licht (die Innenwände des Kastens waren geschwärzt), manchmal mit einer Lupe, meistens mit einem Mikroskop, das sich auf einem verstellbaren Tischchen vor dem Kasten befand. Die Vergrösserungszahl des mit Okularmikrometer versehenen Mikroskopes betrug 40. Zur Beleuchtung der Lamelle diente Tageslicht oder das Licht eines Auerbrenners, der sich in ca 1 m Abstand von der Lamelle befand. Um das Licht gleichmässiger zu verteilen, wurde zwischen beiden ein Bogen mit Fett durchtränkten Papiers aufgespannt. So weit es möglich war, wurde bei nahezu senkrechtem Einfall beobachtet. Da es nicht darauf ankam, aus den Farben die absolute Dicke der Lamelle zu bestimmen, sondern nur die relative Dicke an verschiedenen Stellen, so war nur darauf zu achten, dass bei derselben Lamelle der Einfallswinkel derselbe blieb.

Zunächst ergab sich, dass es auf die Lamelle keinen Einfluss hat, wenn dieselbe in Wasserstoff, Sauerstoff oder kohlensäurefreier Luft ist. Die Beobachtungen werden daher immer in letzterem Gas angestellt. Dadurch, dass mittels einer Wasserstrahlpumpe die Luft zunächst durch eine Waschflasche mit Natronlauge und dann durch das Gehäuse gesaugt wurde, gelang es, die Luft desselben von Kohlensäure zu befreien. Dieselbe wurde entfernt, weil es wahrscheinlich war, dass die Glycerinseifenlösung bei ihrer Gegenwart leicht verdürbe.

Eine zweite Tatsache ist die, dass die oben erwähnten wirbelnden Bewegungen bei einer Lamelle im Innern des Gehäuses nicht vorkamen. Dieselben werden also durch Luftströmungen verursacht.

Wurde ein schwacher Luftstrom durch den Kasten geblasen oder die Glasplatte der Lamelle gegenüber ein wenig mit dem

Finger erwärmt, so traten die Bewegungen sofort von neuem auf. Dass so kleine Kräfte eine lebhafte Bewegung in der Lamelle hervorbringen können, macht das Vorhandensein einer Oberflächenzähigkeit äusserst zweifelhaft.

α Das Dünnerwerden der Lamellen.

Die nächste Frage war nun die: wie wird eine Lamelle dünner? Wenn in der Tat, wie *Plateau* annahm, die Oberflächenreibung gross wäre, so würde sich eine Lamelle verhalten wie eine zwischen zwei nahezu unbeweglichen Wänden befindliche Flüssigkeit und die Geschwindigkeit des Herabfliessens zwischen denselben müsste eine Funktion der Dicke sein, die sich aus der Theorie bestimmen lässt. Es ergab sich indessen; dass die Lamelle auf ganz andere Weise dünner wird.

Die Beobachtung geschah in der Weise, dass das Mikroskop auf eine bestimmte Stelle eingestellt und dass nun beobachtet wurde, was hier geschah. Im ersten Augenblick nach dem Entstehen ist die Lamelle farblos, d. h. sie hat gegenüber den Wellenlängen, die im weissen Licht enthalten sind, eine beträchtliche Dicke. Die farblose Periode dauert indessen nur sehr kurze Zeit; bald wird die Lamelle dünner, indem dünnere (gefärbte) Teile am vertikalen Rande nach oben fliessen. Die Bahnen sind anfangs gradlinig: Fig. 2; man sieht dicht am Rande mehrere schmale, parallele, gefärbte Streifen, deren Dicke nach dem Rande hin abnimmt. Dieselben bewegen sich mit bedeutender Geschwindigkeit nach oben und zwar ist die Geschwindigkeit in 1 am grössten und nimmt nach 4 hin ab, etwa 5 mm vom Rande entfernt ist keine Bewegung nach oben vorhanden. 1 zeigt die niedrigste, 4 die höchste Ordnung. Die Ordnung von 1 und damit auch die von 2, 3 und 4 nimmt mit dem Alter der Lamelle ab. Dieselbe wird also am Rande am ersten dünn, und diese dünnen Teile fliessen mit grosser Geschwindigkeit nach oben. Nach kurzer Zeit hören die Bahnen auf geradlinig zu sein, gleichzeitig wird die Bewegung langsamer. Wie es in Fig. 3 angedeutet ist, weichen die Bahnen plötzlich vom Rande ab und werden krummlinig. In dem durch die Ausbiegung verursachten Teil scheint eine äusserst lebhafte Rotation im Sinne des Pfeiles

stattzufinden. Sobald die Bahn einmal krummlinig geworden ist, hört sie auch auf, parallel zu sein, d. h. es bilden sich aus den parallelen Streifen tränenförmige Teile; die sich nach oben schlängeln. Dieselben haben in ihrer Gestalt Aehnlichkeit mit den am Portwein beobachteten Tränen. Diese Gebilde haben die in Fig. 4 angegebene Form, die Anordnung der Farben ist auch angedeutet; die Zahl bedeutet die Ordnung der Farbe. Dicht an der Spitze des Tropfens befindet sich gewöhnlich ein schwarzer, kreisförmiger Fleck. Inzwischen hat sich auch der mittlere Teil der Lamelle gefärbt (wie, wird später erwähnt). Fig. 4 ist im Gelblich-Weiss beobachtet worden; die oberen Teile der tränenförmigen Gebilde sind also dünner als das Milieu, in dem sie sich befinden, während die unteren dicker sind. Infolgedessen löst sich, wie auch in der Figur angedeutet ist, das Indigo (2) ab und sinkt nach unten und zwar so tief, bis es sich im Indigo befindet, also an einer Stelle von gleicher Dicke. Der von dem dickeren Teil befreite Tropfen steigt mit erhöhter Geschwindigkeit nach oben, als wenn er von einer Last befreit wäre. Es ergiebt sich als allgemeine Regel, dass die Geschwindigkeit des Heraufsteigens um so grösser ist, je grösser der Dickenunterschied zwischen dem heraufsteigenden Teil und dem Milieu ist. In derselben Region, in der Fig. 4 beobachtet ist, kann jetzt, wo die Bewegung verhältnismässig langsam ist, auch die Entstehung der tränenförmigen Teile beobachtet werden. Im Gelblich-Weiss (1) bilden sich am Rande weisse (1), also dünnere Teile, deren successive Gestalt aus Fig. 5 ersichtlich ist. Sie schnüren sich schliesslich ab und steigen als Träne nach oben, bis sie in eine Region von gleicher Dicke kommen, wo sie sich mit dem Milieu vermischen und wegen der gleichen Farbe sich nicht mehr abheben. Der schwarze Teil, den sie am Kopf tragen, steigt bis ins Schwarze, das sich jetzt im oberen Teil der Lamelle befindet. Die beschriebenen Vorgänge wiederholen sich, und zwar treten sie der Zeit nach später auf, wenn man in der Lamelle von oben nach unten geht.

Die dünneren Teile, die sich auf diese verschiedene Weise nach oben bewegen, sammeln sich in dem oberen Teil der Lamelle. Die Anfangs vollkommen farblose Lamelle zeigt kurze

Zeit nach ihrer Entstehung im oberen Teil Farben, wie sie in Fig. 6, a, b und c wiedergegeben sind. Die Ordnung der oben befindlichen Farben nimmt Anfangs rasch, nachher langsamer ab (gemäss der Geschwindigkeit des Aufsteigens). Nach nicht allzu langer Zeit befindet sich oben das Schwarz erster Ordnung; die schwarze Zone wird immer breiter. Bei einigen Lamellen, die 6—8 Stunden hielten, nahm dieselbe $^3/_4$ der Lamelle ein, während der gefärbte Teil nur die erste Ordnung enthielt. Aus dem Gesagten folgt, dass namentlich im Anfangsstadium in den mittleren Teilen der Lamelle eine Bewegung der dickeren Teile nach unten stattfindet. Dies geht in der Weise vor sich, dass ein horizontaler Streifen sich parallel um sich selber verschiebt. Von einem eigentlichen Herabfliessen der Flüssigkeit wurde nichts bemerkt. Doch ist wohl nicht zweifelhaft, dass die Lamelle auch auf diese Weise dünner wird, wenn auch nur in geringem Masse. Eine auf der Flüssigkeitsoberfläche aufgetriebene Kuppe wird nämlich auch dünner; da dieses jedoch nur durch Herabfliessen der Flüssigkeit geschehen kann, geht es äusserst langsam. Da mit dem Alter der Lamelle die Geschwindigkeit des Hinauffliessens kleiner wird, geht das Herabsinken der dickeren Teile in der Mitte später sehr langsam vor sich, so dass eine hinreichend alte Lamelle in der Mitte nahezu unbewegt erscheint; nur am Rande in einer 3—4 mm breiten Zone schlängeln sich die dünneren Teile nach oben.

Auch am unteren horizontalen Rande bilden sich dünnere Teilchen aus, jedoch verhältnissmässig lange Zeit nach der Entstehung, da der untere Teil am längsten farblos bleibt. Fig. 7 zeigt die Entstehung eines solchen dünneren Tropfens; er schnürt sich ab und steigt so weit nach oben, bis er in eine Region von gleicher Dicke kommt. Die Ordnung des sich bildenden Tropfens ist gewöhnlich um eine Ordnung niedriger als die der Umgebung. Jedoch kommt es auch vor, dass sich bei einer älteren Lamelle in einem Milieu von Farbe dritter Ordnung eine grosse Anzahl schwarzer Flecken ausbilden, die sich jedoch nur selten loslösen, um dann mit grosser Geschwindigkeit nach oben zu steigen. Von diesen Unregelmässigkeiten wird später die Rede sein.

Aus dem Gesagten geht zunächst mit Sicherheit hervor,

dass das Dünnerwerden seine Ursache am Rande hat. Daraus folgt, dass bei einer schmalen Lamelle eine bestimmte Farbe schneller nach unten vorrücken muss als bei einer breiteren von gleicher Länge. Dies wurde durch den Versuch bestätigt: Das eine Rechteck hatte eine Länge von 58 mm und eine Breite von 15,3 mm, das zweite eine Länge von 57 mm und eine Breite von 39,2 mm. Beide wurden nacheinander in den Kasten gebracht und zwar so, dass die längere Seite vertikal stand. Es wurde die Zeit bestimmt, die von der Entstehung der Lamelle bis zu dem Augenblick verstrich, wo das Indigo (2) eine 10 mm von der oberen Seite entfernte Marke passierte. Die Zeit wurde mit einem Chronometer, das Fünftel Sekunden angab, gemessen:

Tabelle XX.

1) $l = 58$ mm, $b = 15{,}3$ mm	2) $l = 57$ mm, $b = 39{,}2$ mm
189	430
203	410
189	392
Mittel 194	411

Den Prozess des Dünnerwerdens am Rande hat man sich folgendermassen vorzustellen: Der Glasstab, aus dem das Rechteck gebildet ist, ist von einer dünnen Flüssigkeitsschicht umgeben; dieselbe umspannt das Glas; um sich dann in den beiden Oberflächen der Lamelle fortzusetzen, wie dies in Fig. 8 angedeutet ist. Da sich die Ebene der Lamelle nicht in einem scharfen Winkel an die Cylinderfläche ansetzt, so wird sich an dieser Stelle (A) ein weiterer Raum bilden; in dieser Röhre fliesst die Flüssigkeit hinab. Dass das Glas von einer Flüssigkeitsschicht umgeben ist und dass auch diese mit der Zeit dünner wird, kann man an den Farben sehen, die sich im reflektierten Licht unter dem Mikroskop zeigen. Der Versuch eine Lamelle auf Glas zu erhalten (indem eine gereinigte Spiegelglasplatte mit der einen Fläche in die Seifenlösung getaucht und dann vertikal aufgestellt im reflektierten Licht beobachtet wurde) ergab nichts Neues. Es zeigte

sich nur, dass die Lamelle auch in gleicher Höhe ganz verschiedene Dicken hatte, dass die Flüssigkeit oft kreisförmig angeordnet war, die dünnsten Stellen (Farben 1. Ordnung) in der Mitte.

Wurde in einem Trinkglase eine Lamelle ausgespannt und durch ein über die Oeffnung gelegtes Glas vor Luftströmungen geschützt, so zeigten sich dieselben Vorgänge wie an dem Rechteck. Die Lamelle war horizontal und nach oben schwach konvex. Durch Herunterfliessen der Flüssigkeit am Glase bildeten sich am Rande dünnere Teile, die dann als tränenförmige Gebilde nach dem höchsten Punkt der Kugelhaube stiegen.

Eine aus Eiweisslösung gebildete Lamelle wurde auch vom Rande aus dünner. Das Weisse von 3 Hühnereiern wurde in 200 ccm. Wasser gelöst und die Lösung filtriert. Die aus dieser Flüssigkeit erhaltenen Lamellen hielten sich besser als solche, deren Eiweiss aus Blut gewonnen war, doch überschritt ihre Dauer nie vier Minuten. Fig. 9 zeigt wie eine solche Lamelle dünner wird. Es bildet sich zunächst am oberen Rand ein schmaler gefärbter Streifen, dessen Entstehung nicht beobachtet werden konnte. Ein Hinauffliessen dünnerer Teile fand nicht statt; überhaupt war die Lamelle unbeweglich. Wie sich im 2ten Teil der Arbeit ergeben wird, ist dieselbe von einer festen Haut bekleidet. Die gefärbte Zone schob sich im Laufe der Zeit nach unten fort. Die Ordnung der Farben nahm nach dem Rande hin ab und zwar mit der Zeit. Die Breite der gefärbten Zone betrug höchstens 2 — 3 mm. Nach der Mitte der Lamelle hin nahm die Dicke sehr rasch zu bis zur Farblosigkeit. Interessant war es, dass an den Lamellen der Eiweisslösung die oben erwähnte Röhre, in der die Flüssigkeit am Rande herunterfliesst, gesehen werden konnte. Fig. 10a zeigt ein Bild der Lamelle, Fig. 10b einen Horizontalabschnitt durch dieselbe, der auf dieselbe Weise erhalten ist wie der auf pag. 43 erwähnte Schnitt. Zu beiden Seiten des gefärbten Teils ziehen sich Newton'schen Ringen entsprechend, ganz dicht neben einander liegende Streifen parallel nach unten, welche anzeigen, dass die Lamelle hier schnell dicker wird.

Dass eine Seifenblase die man aufbläst, so schnell dünner wird, kommt natürlich daher, dass dieselbe Flüssigkeitsmenge sich auf Kugeln von wachsendem Durchmesser verteilen muss.

Bläst man eine Blase von etwa 10 cm. Durchmesser und stellt dieselbe, nachdem man die Mündung der Pfeife verschlossen hat, geschützt auf, so dass die Blase an der Pfeife hängt, so wird dieselbe ebenso wie eine auf der Oberfläche aufgetriebene Kuppe nur äusserst langsam dünner. Es ist mir nie gelungen, an diesen Lamellenformen schwarze Flecken wahrzunehmen. Auch gelang es mir nicht, dieselben länger als $1^1/_2$ Stunden zu erhalten.

β Die schwarzen Teile der Lamelle.

Besonderes Interesse erregen die schwarzen Flecken, die sich, wie schon erwähnt am Rande ausbilden, um dann am Kopfe eines der tränenförmigen Gebilde nach oben zu steigen. Hier sammeln sich dieselben und füllen allmählich den oberen Teil der Lamelle. Auffallend ist der plötzliche Uebergang vom Schwarzen in die daneben liegende Farbe. Dieselbe ist gewöhnlich das klare Grau (1) oder auch das vollkommene Weiss (1.), welches einer grösseren Dicke entspricht. Es ist niemals beobachtet worden, dass das Schwarz an eine andere Farbe grenzt; selbst wenn ausnahmsweise einmal ein schwarzer Fleck sich in Regionen von Farbe dritter oder vierter Ordnung befand, grenzte dasselbe zunächst an einen weissen schmalen Streifen, der dann kontinuierlich in die dickere Umgebung überging. Andererseits ist in keinem Fall ein Uebergang zwischen dem Schwarz und dem klaren Grau beobachtet worden, selbst nicht bei Anwendung stark vergrössernder Mikroskope. Es scheint also hier in der That ein Sprung in der Dicke stattzufinden. Die *Quincke*'sche[1]) Tabelle giebt für die Dicke einer Luftschicht, die dasselbe klare Grau zeigt, 109.10^{-6} mm an, während das reine Weiss die Dicke 129.10^{-6} mm hat. Nimmt man mit *Drude*[2]) als Dicke für die schwarzen Teile 23.10^{-6} mm an, so sieht man, dass die Dicke plötzlich auf das 5- bis 6fache steigen muss. Dass ein solcher plötzlicher Sprung in der Tat stattfindet, zeigt sich an der Kurvenschar von Figur 11. Dieselbe stellt einen vertikalen, zur Ebene der Lamelle senkrecht stehenden Schnitt durch dieselbe dar; die Ordinate stellt die Länge der Lamelle dar, die Abscisse ihre Dicke.

[1]) Pogg. Ann. 129,180. (1866).
[2]) Wied. Ann 46,158 (1891).

Die Kurven wurden auf folgende Weise erhalten. Vor der Glaswand des Kastens wurde in Höhe der Lamelle vertikal eine auf Glas geätzte Millimeterskala befestigt. Der obere Rand der Lamelle lag bei Skalenteil 130, der untere etwas tiefer als 180. Durch Benutzung des Spiegelbildes der Skalenteile in dem Spiegelglas des Kastens wurde die Parallaxe vermieden. Nun wurde zu gemessenen Zeiten t nach dem Herstellen der Lamelle beobachtet, welche Farbe sich vor 130, 135, 140 u. s. w. befand. Zu Beginn der Zeit t begann die Beobachtnng am oberen Teil und schritt nach unten weiter. Nach einiger Uebung gelang es, die Beobachtung ziemlich schnell zu machen und die Farben der einzelnen Ordnungen mit Sicherheit zu unterscheiden. Zu den Farben wurden die zugehörigen Dicken aus der *Quinke*'schen Tabelle ausgesucht. Tab. XXI stellt die Beobachtung dar. Die

Tab. XXI.

Zeit ⟩—	30″	1′	3′	5′	7′	9′	11′	13′	15′	19′	23′
130	153	109	23	23	23	23	23	23	23	23	23
135	455	215	109	109	109	109	23	23	23	23	23
140	713	455	166	129	109	109	109	109	109	23	23
145	855	575	282	215	109	109	109	109	109	109	23
150	1024	713	332	252	140	109	109	109	109	109	109
155	sehr dick	810	455	294	275	153	140	133	109	109	109
160	„ „	905	550	421	332	275	215	166	133	109	109
165	„ „	1024	713	499	455	364	294	294	282	252	153
170	„ „	sehr dick	872	747	629	550	455	421	364	332	294
175	„ „	„ „	1169	872	713	688	575	474	455	421	374
180	„ „	„ „	sehr dick	1024	855	810	667	629	575	550	474

erste Horizontalreihe enthält die Zeit, zu der die Beobachtung begann, die erste Vertikalreihe die Höhe in mm, in denen beobachtet wurde. Die Zahlen geben die Dicke in 10^{-6} mm an und

zwar die Dicke einer gleichgestalteten Lamelle aus Luft. Um die Dicke der Seifenlamelle zu erhalten, wären die Zahlen durch den Brechungsexponenten der Seifenlösung (n = 1,36) zu dividieren. Da es indessen nur auf die relativen Dicken ankam, ist hier und im Folgenden immer die Dicke einer Luftlamelle von derselben Farbe angegeben. Die angeführten Zahlen sind also stets durch 1,36 zu dividieren. Aus der Tabelle ist die Kurvenschar in folgender Weise erhalten: Die Zeichenebene stellt einen vertikalen, zur Ebene der Lamelle senkrecht stehenden Schnitt durch dieselbe dar, die der Ordinatenaxe parallele Linie O eine Vertikale durch die Mitte dieses Schnitts, zu der also die Lamelle auf beiden Seiten symmetrisch liegt. Die Hälfte der in Tab. XXI. enthaltenen Dicken ist nach rechts hin in der entsprechenden Höhe abgetragen und zwar ist die Einheit 10.10^{-6} mm. Die von rechts nach links auf einander folgenden Kurven stellen das Bild der Lamelle zur Zeit 30″, 1′, 3′ u. s. w. nach dem Augenblick der Herstellung dar. In Uebereinstimmung mit dem früher gesagten geht auch aus den Kurven hervor, dass, je älter die Lamelle wird, desto langsamer Veränderungen in Bezug auf ihre Dicke in ihr vorgehen. Ferner zeigt es sich, dass ein kontinuierlicher Uebergang zwischen dem Schwarz und der nächsten Farbe nicht stattfindet, die Kurven haben an dieser Stelle immer eine Knickung. Da indessen in der Ordinatenaxe eine Einheit des Kurvenpapiers gleich $^1/_5$ mm ist, während sie in der Abscissenaxe gleich 10.10^{-6} mm ist, so müssten, damit die Lamelle in richtigen Grössenverhältnissen dargestellt würde, die Dimensionen der Ordinaten $1{,}666 \ldots \times 10^4$ mal vergrössert werden. In den Kurven stellt sich daher der Sprung als viel zu beträchtlich dar.

Diese Beobachtung bestätigt sich durch die Beobachtung der Grenze mit einem 156fach vergrössernden Mikroskop. Um ein möglichst lichtstarkes Bild betrachten zu können, wurde das zwischen Lamelle und Lampe befindliche Papier entfernt und durch eine Lupe von grosser Brennweite ersetzt, die das Licht des Auerbrenners in dem beobachteten Punkt der Grenze vereinigte. Es war kein Uebergang zu sehen, die scharfe Grenze blieb. Dabei war es möglich, $^1/_{10}$ Skalenteil des Okularmikrometers deutlich zu sehen. Es findet also auf einer Länge von

$^1/_{1560}$ mm kein Uebergang statt; der Winkel α, dessen Bedeutung sich aus Figur 12 ergiebt, berechnet sich hiernach zu $1^0 2'$. Da eine stärkere Vergrösserung nicht angewandt werden konnte, weil dazu eine grössere Annäherung des Objektivs an die Lamelle erforderlich gewesen wäre und diese wegen der Glaswand nicht möglich war, so ist hiermit festgestellt, dass α auf jeden Fall grösser ist als $1^0 2'$. Die Linie, welche die Punkte A und B in der Lamelle verbindet, wird indessen keine Gerade, sondern eine Kurve sein, etwa wie es in Fig. 12 angedeutet ist. Daher wird der Winkel α, den das letzte Element des vertikalen schwarzen Teils mit dem ersten gebogenen des gefärbten Teils bildet, kleiner sein als α. Sieht man indessen hiervon ab, so stellt der Wert $1^0 2'$ eine untere Grenze für φ dar.

Ein oberer Grenzwert für φ lässt sich durch folgende Betrachtung finden: *Drude*[1]) hat durch Bestimmung des Krümmungsradius (aus der Grösse eines gespiegelten Gegenstandes) an verschiedenen Stellen einer kugelförmigen Lamelle festgestellt, dass die Oberflächenspannung von den schwarzen bis zu den gefärbten Teilen sich „um nicht $^1/_2$ %“ ändert; dabei war es möglich eine Aenderung von $^1/_4$ % wahrzunehmen. Da wie sich später ergeben wird, die Glycerinseifenlösung wahrscheinlich aus zwei verschiedenen Flüssigkeiten zusammengesetzt war, von denen die eine in kleine Kügelchen in der anderen schwebte, die also nicht mischbar sind, so wird an der Grenze von Schwarz — der schwarze Teil besteht aus der einen Flüssigkeit — und Weiss eine Oberflächenspannung vorhanden sein. In Figur 13 sind die im Punkte A angreifenden drei Oberflächenspannungen dargestellt, α_{23} ist klein gegenüber α_{12} und α_{13}, da nach *Quincke*[2]) bei drei nicht mischbaren Flüssigkeiten α_{23} kleiner ist als $\alpha_{13} - \alpha_{12}$. Vernachlässigt man daher α_{23} und nimmt man als Grenzfall, dass α_{12} $^1/_2$ % kleiner ist als α_{13}, so muss, damit Gleichgewicht vorhanden ist, α_{12} gleich der Komponente AB (Fig. 13c) von α_{13} sein. Dann ergiebt sich ξ gleich $5^0 45'$. Da indessen erstens der Unterschied zwischen α_{13} und α_{12} kleiner ist als $^1/_2$% und zweitens α_{23} wohl sehr klein, aber nicht gleich O ist, ist φ,

[1]) Wied. Ann. 43,158 (1891).
[2]) Pogg. Ann. 139,87 (1870).

der Winkel, den das letzte vertikale Element des Schwarzen mit dem ersten von der Vertikalen abweichenden des Weissen bildet, auf jeden Fall kleiner als $5^0 45'$. φ liegt mithin zwischen $1^0 2'$ und $5^0 45'$.

Wie schon erwähnt ist die Konstante der Oberflächenspannung des schwarzen Teils ein wenig kleiner als die des gefärbten. Ferner ist durch Bestimmung des Polarisationswinkels von *Drude*[1]) festgestellt worden, dass der Brechungsexponent des Schwarzen um 0, 01 kleiner ist als der des Gefärbten. Dass auch die Zähigkeit verschieden und zwar die des Schwarzen geringer ist, wurde durch folgenden Versuch erwiesen. Durch eine der seitlich angesetzten Röhren wurde eine in eine feine Spitze ausgezogene Glasröhre in den Kasten eingeführt, so dass sich die feine Oeffnung dicht hinter der Lamelle befand. Das andere Ende der Glasröhre war durch einen Gummischlauch mit einer zweiten Glasröhre verbunden. Wurde das offene Ende desselben in eine Gasflamme gehalten, so wirkte es als Schornstein; es wurde Luft hindurchgesaugt und die Luft hinter der Lamelle in Bewegung gesetzt. Dadurch dass die als Schornstein wirkende Röhre durch eine andere von weiterem oder engerem Querschnitt ersetzt wurde, war es möglich, die Grösse der auf die Lamelle wirkenden Kraft zu regulieren. Durch den geringsten Luftstrom wurde der schwarze Teil in lebhafte Bewegungen versetzt; dieselben wurden beobachtet an feinen weissen Punkten, die sich im Schwarz verteilt fanden. Es war nicht möglich, durch denselben Luftstrom eine Bewegung des Weiss oder einer andern Farbe der Lamelle zu erzielen. Erst wenn die weiteste Röhre als Schornstein genommen und die Spitze ganz dicht an die Lamelle gebracht wurde, gelang es, eine Bewegung hervorzurufen. Dass diese Erscheinung nicht auf dem Unterschied in der Dicke und damit in der Masse (wenn man nämlich gleich grosse Flächenstücke der Lamelle betrachtet) beruht, ist einleuchtend; wenn die Zähigkeit dieselbe wäre, müsste die gleich gross wirkende Kraft bei genügender Dauer der Einwirkung eine Bewegung von derselben Geschwindigkeit hervorrufen. Die Zähigkeit des gefärbten Teils ist also grösser. Auffällig war, dass namentlich bei einer

[1]) Wied. Ann. 43, 158 (1891).

sehr alten Lamelle der dicht am unteren Rand liegende Teil nur bei Anwendung einer sehr weiten Schornsteinröhre beweglich war.

Diese und die beiden oben erwähnten Tatsachen machen es äusserst wahrscheinlich, dass der schwarze Teil aus einer von den übrigen Teilen wesensverschiedenen Substanz besteht.

γ Die gallertartigen Fäden.

Bevor jedoch hierauf näher eingegangen wird, mögen noch einige eigentümliche Erscheinungen erwähnt werden, die an der Lamelle beobachtet werden und die wohlgeeignet sind, über die Konstitution der Glycerin-Seifenlösung Aufschluss zu geben. Wenn die Lamelle ein gewisses Alter erreicht hat, bilden sich am vertikalen Rande häufig unbewegliche Gebilde von der in Fig. 14 wiedergegebenen Form aus. Die Grundfarbe ist schwarz, durch dasselbe ziehen sich weisse, netzartige Fäden hindurch, die in den Punkten, wo sie zusammenstossen, meistens einen mehr oder minder grossen kreisförmigen Tropfen von grösserer Dicke tragen. Fig. 14b zeigt einen solchen stark vergrössert: er ist von Schwarz (1) umgeben, nach seinem Mittelpunkt zu zeigt er dicht nebeneinander liegende *Newton*'sche Ringe. Die Dicke nimmt also nach dem Mittelpunkt hin schnell zu, der Tropfen hat die Form einer Bikonvexlinse. Das Eigentümliche dieser Stellen von so verschiedener Dicke ist nun, dass sie vollkommen unbeweglich sind. Die nach oben strebenden tränenförmigen Gebilde, die sich dicht am Rande bewegen, biegen aus, wenn sie in die Nähe einer solchen Stelle kommen; sie bewegen sich häufig dicht am Rande derselben entlang, ohne dass dadurch in dem Netzwerk irgend eine Veränderung hervorgerufen wird. Die Grösse der Stellen, die sich fast immer am Rande ausbilden, betrug etwa 3—4 Quadratmillimeter. Je älter die Lamelle wurde, desto grösser wurde ihre Zahl und zwar traten sie jetzt besonders am unteren Rande auf. Fig. 15 zeigt eine 3 Stunden alte Lamelle; der schraffierte Teil besteht aus unbeweglichem Netzwerk. Auch in den Ecken, wo der gefärbte gegen den schwarzen Teil grenzt, tritt dasselbe auf. Hier ist die Gelegenheit am günstigsten, die Entstehung desselben zu beobachten. Wie oben erwähnt ist,

bildet sich der schwarze Teil der Lamelle dadurch aus, dass die am Rande der Lamelle gebildeten schwarzen Flecken nach oben steigen, um sich hier zu einer Masse zu vereinigen. Ist indessen die Lamelle bis zu einem beträchtlichen Teil schwarz geworden, so kommt es vor, dass sich der nach oben steigende Fleck nicht mit der vorhandenen Masse vereinigt, sondern von ihr durch einen dünnen weissen Faden getrennt bleibt, wie Fig. 16 zeigt. Dadurch dass sich mehrere solcher durch einen Faden abgegrenzte Teile bilden, kommt eine mit Netzwerk durchzogene Ecke zustande, wie Fig. 17 zeigt. An den Punkten, wo die einzelnen Fäden zusammenstossen, befinden sich auch hier Stellen von grösserer Dicke, welche je nach ihrer Grösse eine mehr oder minder grosse Anzahl von *Newton*'schen Ringen aufweisen. Das Netzwerk ist vollkommen unbeweglich; die tränenförmigen schwarzen Teile, die sich daran vorbei bewegen, rufen keine Bewegung oder Veränderung in demselben hervor. Zu erwähnen ist noch, dass bei weitem nicht jeder der nach oben steigenden schwarzen Flecken durch einen Faden von der Vereinigung mit der übrigen Masse abgehalten wird. Da es auch vorkommt, dass ein schwarzer Fleck in den mittleren Teilen der Lamelle emporsteigt, so geschieht es manchmal, namentlich bei einer Lamelle von beträchtlichem Alter, dass der Tropfen durch einen weissen Faden isoliert bleibt. Ja es kommt auch vor, dass sich in den mittleren Teilen der Lamelle Netzwerk ausbildet, wie Figur 18 zeigt.

Aus der Art, wie das Netzwerk sich bildet, muss man schliessen, dass das Weiss der Lamelle von Fäden von derselben Dicke durchzogen ist, die regellos gelagert sind. Kommt nun ein scnwarzer Fleck nach oben und trifft zufällig einen Faden, der quer zu seiner Bewegungsrichtung an der Grenze zwischen Schwarz und Weiss liegt, so wird er denselben aufbauschen und ihn zwingen die oben geschilderte Gestalt anzunehmen. Manchmal sieht man auch, dass ein Faden reisst; es geschieht wie in Figur 18c angedeutet ist. Daraus dass die Teile sich nach den Punkten A zurückziehen, muss man annehmen, dass der Faden elastisch und über seine ursprüngliche Länge gedehnt ist.

Dass sich auch im unteren Teil der Lamelle Fäden befinden,

geht aus Folgendem hervor: In einer Lamelle von beträchtlichem (etwa 2 Stunden) Alter bilden sich wie schon erwähnt auch unten unbewegliche Teile: Figur 15. Es kommt nun vor, dass sich ein grösserer oder kleinerer schwarzer Komplex, der häufig von weissen Fäden durchzogen ist (Fig. 19) unten abschnürt und äusserst langsam nach oben steigt. Man sieht, dass er mit seinem unteren Teil an einem Faden hängt, der etwas dicker ist als die gleichförmig gefärbte Umgebung. Der Faden dehnt sich ganz allmählich und lässt desshalb nur eine äusserst langsame Bewegung zu. Manchmal zerreisst er und dann steigt der schwarze Fleck wie von einer Fessel befreit mit ziemlich beträchtlicher Geschwindigkeit nach oben. Es kommt indessen auch vor, dass er nicht zerreisst; dann zieht sich der Faden wie Fig. 20 zeigt als weisse dickere Linie durch das klare Grau (1) hindurch. Kommt nun zufällig etwa ein kleiner schwarzer Fleck, der durch keinen Faden gehalten wird, mit beträchtlicher Geschwindigkeit nach oben steigend an den Faden, so kann er denselben nicht durchdringen, sondern er bewegt sich an ihm entlang. Es kommt auch vor, dass ein solcher schwarzer Fleck plötzlich festgehalten wird. Er hat dann auf seinem Wege einen Faden getroffen, der ihn aufgehalten hat. Alle diese Erscheinungen treten um so häufiger und mit um so grösserer Deutlichkeit auf, je älter die Lamelle ist.

ð Konstitution der Glycerin-Seifenlösung.

Sucht man sich jetzt aus dem Gesagten eine Vorstellung von der Konstitution der Glycerin-Seifenlösung zu machen, so kommt man etwa zu Folgendem: Dieselbe besteht im wesentlichen aus 3 Bestandteilen: 1) der „schwarzen Substanz", 2) einer zweiten Flüssigkeit und 3) den Fäden.

Die „schwarze Substanz" hat von allen dreien die geringste Zähigkeit, sie ist äusserst leicht beweglich; ihre Oberflächenspannung und ihr Brechungsexponent sind kleiner als die entsprechenden Konstanten der beiden andern Bestandteile. Auffällig ist, dass sie isoliert von den andern immer nur als äusserst dünnes Häutchen vorkommt. Auf welcher Eigenschaft dies be-

UNIVERSITY

ruht, lässt sich vorderhand nicht feststellen. Auch sie ist noch Veränderungen unterworfen: Es bildeten sich allmählich im Schwarzen eine grosse Anzahl weisser Punkte aus, die allmählich grösser wurden und dann in der Mitte einen blauen (2) Punkt zeigten. Jedoch war ihr Durchmesser nie grösser als $^1/_{40}$ mm. Dieselben waren in lebhafter Bewegung, meistens in elliptischen Bahnen wie Fig. 21 zeigt. Die Ursache der Bewegung konnte nicht festgestellt werden; sie ist entweder in den durch unbedeutende, nicht zu vermeidende Temperaturschwenkungen hervorgerufenen Luftströmungen oder vielleicht auch im Spiel chemischer Kräfte zu suchen, denen die dickeren Punkte vielleicht ihre Entstehung verdanken. Die Punkte von grösserem Durchmesser fielen allmählich nach unten und vereinigten sich mit dem Weiss. Trafen sie auf ihrem Wege einen das Schwarz durchziehenden weissen Faden, so wurden sie von demselben angehalten und reihten sich an ihm auf wie Fig. 22 zeigt. Vielleicht ist diese Erscheinung auch dadurch zu erklären, dass der schwarze Teil der Lamelle die „schwarze Substanz" nicht ganz rein enthält, sondern untermischt mit Spuren von Flüssigkeit 2, die sich später sammeln, um nach unten zu sinken. Die lebhafte Bewegung der weissen Punkte würde dadurch indessen nicht erklärt. — Bei Lamellen aus anderen Substanzen (Eiweiss-, Saponin- und Eisenacetatlösung) habe ich nie schwarze Flecke noch irgend einen Sprung in der Dicke wahrgenommen, der auf eine Verschiedenheit der Oberflächenspannungen und damit auf das Vorhandensein zweier Substanzen schliessen liess.

2) Die Fäden, welche — wenigstens in der Lamelle — eine Dicke haben, die dem Weiss erster Ordnung entspricht, haben eine beträchtliche Zähigkeit; sie scheinen aus einer gallertartigen Masse zu bestehen; die Länge eines solchen, an dem vom tiefsten Teil aus ein schwarzer Fleck emporstieg, betrug in einzelnen Fällen bis zu 2 cm.

3) Dass noch eine Flüssigkeit vorhanden sein muss, beweist vor allen Dingen der Unterschied, der sich bei einer nicht zu alten Lamelle in der Beweglichkeit zwischen dem Schwarz und dem Weiss zeigt, ferner der Unterschied der Oberflächenspannungen.

Nach diesem hat man sich das Entstehen und das Dünnerwerden einer Lamelle folgendermassen zu denken: Wird das Glasrechteck aus der Glycerin-Seifenlösung herausgehoben, so besteht die entstandene Lamelle aus einem gleichmässigen Gemisch der drei Bestandteile. Gleich nach dem Entstehen geht das Entmischen vor sich: Die zweite Flüssigkeit fliesst nach unten und zwar vorzugsweise am Rande; es bildet sich eine immer koncentriertere „Lösung" der „schwarzen Substanz". die vermöge ihrer geringeren Dichte gegenüber der Umgebung nach oben steigt. In jedem System tritt nämlich immer die Bewegung ein, die mit einer Senkung des Schwerpunkts verbunden ist. Da beim Heraufsteigen der dünneren Teile am Rande sich in der Mitte dickere nach unten schieben, so kommt hierbei der Schwerpunkt tiefer zu liegen. Die dünneren Teile werden demnach, nur weil sie dünner sind, nach oben steigen. Da indessen die Flüssigkeit 2 nach unten abfliesst und die „schwarze Substanz", zurückbleibt, muss die Dichte der letzteren geringer sein, da sonst kein Grund vorhanden wäre, warum nicht auch sie ebenso wie Flüssigkeit 2 nach unten flösse. Dadurch dass in den mittleren Teilen die Flüssigkeit nach unten geschoben wird, sammeln sich die anfangs über die ganze Lamelle gleichmässig verteilten Fäden in den unteren Teilen, die dadurch, was mit der Beobachtung übereinstimmt, sehr schwer beweglich werden. Einige der Fäden haften zufällig am Rande, um hier den Grundstock für die unbeweglichen Stellen zu bilden. Es vollzieht sich jetzt in jedem von Fäden umschlossenen Raum im Kleinen, was sich vorher an der ganzen Lamelle im Grossen vollzogen hatte. Die Flüssigkeit 2 fliesst längs den Fäden nach unten und kommt entweder zum Glasrand oder was das Gewöhnliche ist, sie sammelt sich im Schnittpunkt der einzelnen Fäden und bildet linsenförmige Tropfen. So zeigt eine unbewegliche Stelle genau die Struktur des unteren Teils: die Fäden bilden die Rippen, zwischen denen sich zunächst ein Gemisch von Flüssigkeit 2 und der „schwarzen Substanz" ausbreitet, dass später durch die letztere ersetzt wird.

Man könnte geneigt sein, auf diese Weise überhaupt die Möglichkeit des Zustandekommens einer Lamelle zu erklären. Man hätte dann einen Glasrahmen, der von einer grossen An-

zahl dünner Fäden durchzogen wäre; zwischen diesen haftete die Flüssigkeit. Ein in Wasser getauchtes Drahtnetz würde, nachdem es wieder herausgehoben ist, eine solche Lamelle darstellen; die einzelnen feinen Oeffungen sind mit Wasser angefüllt; welches durch die Oberflächenspannung am Herunterlaufen gehindert wird. Betrachtet man nämlich eine Oeffnung, so ist dieselbe seitlich von zwei ebenen, parallelen Oberflächen begrenzt: Fig. 23. Ein Herunterfliessen könnte nur durch eine Vergrösserung der Oberfläche geschehen; dem widerstrebt die Oberflächenspannung. Mit diesem stimmt die Beobachtung überein, dass es mit jeder Flüssigkeit leicht gelingt, in einem Drahtring von sehr kleinem Durchmesser eine Lamelle auszuspannen, die sich um so länger hält, je kleiner der Durchmesser ist. Jedoch ist es nicht erlaubt, diese Erklärung auf ausgedehnte Lamellen anzuwenden, da hier das, was dem Drahtnetze entspräche, fehlt. In den Lamellen der Glycerinseifenlösung ist nur an einigen Stellen, vorzugsweise unten, die Lamelle von netzartigen Fäden durchzogen; der schwarze Teil ist frei davon. Dass bei einer Eiweisslösung Fäden vorhanden sind, ist wahrscheinlich; bei Saponin- und Eisenacetatlösung ist ihr Vorhandensein unwahrscheinlich. So verlockend die oben gegebene Erklärung auf den ersten Blick ist, so ist sie doch auf ausgedehnte Lamellen nicht anwendbar.

Fragt man sich nun, wie sich die drei Bestandteile der Glycerinseifenlösung in derselben ausbilden, so ist es schwer darauf eine Antwort zu geben. Da sowohl eine ganz frische als eine ältere, eine bei O^0 filtrierte als auch eine unfiltrierte die beobachteten Erscheinungen zeigen, so muss man annehmen, dass sich die drei Bestandteile wenigstens zum Teil schon gleich nach Herstellung der Flüssigkeit gebildet haben. Dass sich die Seifenlösung im Laufe der Zeit ändert, geht aus mannigfachen Beobachtungen hervor: Zunächst zeigt dies die immer dichter werdende Trübung, die sich im Laufe der Zeit ausbildet. Dann beweisen es besonders die später zu besprechenden Aenderungen des Koefficienten der inneren Reibung. Ferner, eine Lösung, die etwa ein Jahr lang in vollkommen gefüllter, gut verschlossener Flasche im Keller gestanden hatte, war vollkommen undurchsichtig geworden. Beim Herausgiessen aus der Flasche zeigte

es sich, dass sie nicht homogen war; sie bildete Klumpen. Mit einem hakenförmig gebogenen Draht konnte man lange, gallertartige Fäden aus ihr herausziehen. Unter dem Mikroskop (Vergrösserung 30) betrachtet, enthielt ein Tropfen eine grosse Anzahl feiner Krystallnadeln, die stark das Licht brachen. Wenn die Flüssigkeit sich selber überlassen bleibt, so bildet sich in ihrem Innern eine um so grössere Menge Gallerte, je älter sie wird, und zwar geschieht dies auch ohne Einwirkung der Luft. Dass die Atmosphäre die Bildung der Gallerte begünstigt, geht daraus hervor, dass eine Glycerin-Seifenlösung, die in einer offenen Schale an der Luft gestanden hatte, schon nach ca. 2 Monaten zu einer dickflüssigen, gallertartigen Masse geworden war. Dass die Luft Veränderungen bewirkt, geht ferner aus folgenden Tatsachen hervor: Zunächst ist die von Lord *Rayleigh*[1]) beobachtete plötzliche Abnahme der Oberflächenspannung einer Seifenlösung wohl nur durch eine Verunreinigung der Oberfläche aus der Luft zu erklären, sei es nun dass diese in einem blossen Auflösen von Gasen oder, was wahrscheinlicher ist, in einer chemischen Veränderung besteht. Dass die Glycerinseifenlösung sich ebenso verhält, ist kaum zweifelhaft. Dass auch die Reibung sich verändert und zwar infolge einer Modifikation der Oberfläche durch die Luft, wurde durch folgenden Schwingungsversuch festgestellt: Die Oberfläche derselben Flüssigkeitsmenge wurde in möglichst kurzer Zeit mit derselben schwingenden Scheibe in Gefässen von verschiedenem Durchmesser 2 R_2 untersucht: Tab. 22. Die erste Spalte enthält die Gefässradien, die

Tab. XXII.

	R_2		λ_2		λ_2
1)	7,35	4,0'	0,03607	16,2'	0.04283
2)	5,99	14,5'	0,03790	14,1'	0,03816

zweite und vierte die Zeit, die seit Herstellung der Oberfläche verstrichen ist, die dritte und fünfte die zu diesen Zeiten beob-

[1]) Proc. Roy. Soc. 28. März (1890).

achteten Decremente für dieselbe kleine Amplitude. Aus Reihe 1 und 2 geht hervor, dass das Decrement nicht dasselbe ist, dass vielmehr eine Zunahme mit der Zeit stattfindet und dass diese für den grösseren Gefässradius d. h. für die grössere Oberfläche beträchtlicher ist. Aus einer kleinen Rechnung ergiebt sich, dass in Reihe 1 auf 1 qcm Oberfläche 6 ccm Flüssigkeit kamen, während es in der zweiten Reihe etwa 13 ccm sind. Dadurch ist eine Verunreinigung aus dem Innern als ausgeschlossen erwiesen; sie hat also ihre Ursache in der Luft.

Es kann also auf die oben aufgeworfene Frage nichts anderes geantwortet werden als dass eine Veränderung der Glycerin-Seifenlösung sowohl bei Abschluss der Luft als auch besonders bei Gegenwart derselben festgestellt ist und dass die Veränderung dahin geht, die Gallerte (Fäden) zu vermehren.

Es fragt sich nun noch, als was man sich die Glycerin-Seifenlösung zu denken hat, ob als Lösung der „schwarzen Substanz" in Flüssigkeit 2 oder als Suspension. Mir scheint das letztere der Fall zu sein; und zwar ist es nicht unwahrscheinlich, dass eine Flüssigkeit in ganz kleinen Kügelchen verteilt in der andern schwebt. Betrachtet man nämlich eine Seifenlösung im reflektierten Licht, so erscheint sie bläulich, während sie im durchfallenden die komplementäre, eine gelbliche Farbe zeigt. Dies lässt auf das Vorhandensein von in der Flüssigkeit suspendierten, das Licht reflektierenden (die Brechungsexponenten sind ja nach *Drude* verschieden) Teilchen schliessen, deren Dimensionen klein sind gegenüber den Wellenlängen des Lichtes. Aus der Theorie ergiebt sich, dass die Intensität des von den Teilchen diffus reflectierten Lichts umgekehrt proportional der vierten Potenz der Wellenlänge ist. Das blaue Licht wird demnach am stärksten reflektiert und das durchgelassene hat die Komplementärfarbe. Damit eine solche Suspension möglich ist, ist erforderlich, dass zwischen den beiden Flüssigkeiten eine merkliche Oberflächenspannung besteht; dies steht mit dem früher Gesagten in Einklang.

Ein Versuch, die „schwarze Substanz" von der andern zu isolieren, missglückte: Eine Kochflasche mit weiter Oeffnung wurde mit einem doppelt durchbohrten Korken verschlossen; durch die

eine der Durchbohrungen wurde eine gebogene, bis nahezu auf den Boden reichende Glasröhre geschoben, deren unteres Ende zu einer Spitze ausgezogen war; durch die andere ein weiteres, aber kürzeres ebenfalls gebogenes Rohr. Die Kochflasche war bis etwa zur Hälfte mit Glycerin-Seifenlösung gefüllt. Wurde nun durch das erste Rohr mit dem Blasebalg Luft hindurchgetrieben, so bildete sich auf der Oberfläche der Flüssigkeit Schaum der allmählich die Flasche anfüllte und durch das weitere Rohr in eine grössere Flasche geleitet wurde. Der hier angesammelte Schaum verdichtete sich im Laufe einiger Zeit wieder zu Flüssigkeit. Da indessen von den vielen Blasen nur sehr wenige und für kurze Zeit mit der Glaswand der Flasche in Berührung kamen, (eine Berührung mit dem Glase des Ueberführungsrohres nützte nichts. da die hier abgeflossene Flüssigkeit 2 von dem nachdrängenden Schaum mit in die Sammelflasche gerissen wurde), so traten nur in sehr wenigen schwarze Flecken auf, und daher konnte der Gehalt der kondensierten Flüssigkeit an „schwarzer Substanz" nur unwesentlich höher sein. Das bestätigten die folgenden Beobachtungen: In der Dichte war überhaupt kein Unterschied festzustellen. Tab. XXIII enthält die Brechungsexponenten,

Tab. XXIII.

	n	η
Kondensiert. Flüssigkeit	1,36302	0,00004199
Zurückgeblieb. Flüssigkeit	1,36298	0,00004243

mit dem Refraktometer von *Pulfrich* bestimmt, und die Reibungskoefficienten, die nach der *Poiseuille*'schen Methode bestimmt wurden. Die Menge der aus dem Schaum kondensierten Flüssigkeit war viel zu gering, um einen Schwingungsversuch anzustellen. Der Unterschied der Brechungsexponenten ist äusserst klein. Der Reibungskoefficient der zurückgebliebenen Flüssigkeit ist in der Tat etwas grösser.

Fragt man sich nun, was aus den erhaltenen Resultaten für die Plateau'sche Ansicht von der Konstitution der Lamellen folgt,

so muss man anworten, dass sich nichts ergeben hat, was auf das Vorhandensein einer die Lamelle bekleidenden Schicht von beträchtlicher Zähigkeit hindeutete. In direktem Widerspruch zur *Plateau*'schen Hypothese stehen zwei Tatsachen: 1) die leichte Beweglichkeit, die die Lamelle zeigt, wenn Kräfte von geringer Grösse auf sie wirken, und 2.) die Art des Dünnerwerdens. Nach *Plateau* hat man sich eine Lamelle als begrenzt von zwei nahezu unbeweglichen Wänden zu denken, zwischen denen die Flüssigkeit wegen der grossen Reibung in dem engen Raum nur langsam abfliesst. Die Wände müssten aus einer andern Substanz bestehen als das Innere, da nicht einzusehen ist, warum dieselbe Flüssigkeit, wenn sie an die Oberfläche kommt, plötzlich sehr viel zäher wird, wenn sie sich nicht eben chemisch verändert. Da es sich mit grosser Wahrscheinlichkeit ergeben hat, dass die schwarzen Teile aus einer homogenen Flüssigkeit bestehen, so müssten in diesen die beiden Wände zusammenstossen. Die schwarzen Flecken würden also die zähe, die Oberfläche bekleidende Substanz rein darstellen. Dies steht mit der leichten Beweglichkeit des Schwarzen in Widerspruch.

Nach diesem muss man sagen, dass eine Oberflächenzähigkeit im Sinne Plateaus nicht vorhanden ist. Bewahrheitet es sich indessen, dass das Decrement in der Oberfläche tatsächlich grösser ist als es der Rechnung nach sein sollte, so muss man nach dem, was sich über die Konstitution der Flüssigkeit ergeben hat, annehmen, dass sich in Folge chemischer Veränderungen unter dem Einfluss der Luft die Seifenlösung bis zu einer gewissen Tiefe verändert und dass diese Schicht eine grössere innere Reibung besitzt. Dies wird in der Tat durch die Versuche bestätigt.

b Schwingungsversuche im Innern der Glycerin - Seifenlösung.

Eine frisch hergestellte unfiltrierte Glycerin-Seifenlösung wurde zu verschiedenen Zeiten nach ihrer Herstellung mit einer oscillierenden Scheibe untersucht. Die Dichte derselben bestimmte sich zu 1,0525. In der Zwischenzeit wurde die Flüssigkeit in

einer verschlossenen Flasche aufbewahrt. Es ergab sich Folgendes: Tab. XXIV. Der in der ersten Spalte enthaltene Koeffi-

Tab. XXIV.

3 Wochen nach der Herstellung	η = 0,07264	17,3°
5 „ „ „ „	0,07914	16,8°

cient der inneren Reibung nimmt mit dem Alter der Flüssigkeit zu. Die zweite Spalte giebt die Temperatur der Flüssigkeit an. Die auf pag. 88 erwähnte Lösung, die ca. ein Jahr lang im Keller gestanden hatte und sich als von gallertartigen Fäden und Klumpen durchsetzt erwies, war so zähe, dass die Dämpfung einer schwingenden Scheibe, deren Decrement in einem Glycerinwassergemisch (η = 0,02646) 0,03624 betrug, aperiodisch wurde. Bei einer Lösung die drei Wochen vor Staub geschützt an der Luft gestanden katte und deren Dichte infolge der Verdunstung des Wassers auf 1,0587 gestiegen war, nahm das Decrement nach Ablauf dieser Frist innerhalb von zwei Tagen von 0,07623 auf 0,09455 zu. Eine bei 0° filtrierte Flüssigkeit zeigte ebenfalls eine Zunahme der inneren Zähigkeit mit der Zeit. Alle diese Flüssigkeiten waren trotz dieser Veränderungen in gleicher Weise geeignet, ausgedehnte und dauerhafte Lamellen zu bilden.

Eine seltsame Tatsache wurde ferner ausnahmslos bei jeder Glycerin-Seifenlösung beobachtet: das logarithmische Decrement nahm mit abnehmender Amplitude zu: Tab. XXV. (Siehe Seite 57.) Die Amplitude ist in Millimetern einer 2,5 m vom schwingenden System entfernten Skala angegeben. Wegen dieser Zunahme sind alle im Vorhergehenden angegebenen Reibungskoefficienten für kleine Amplituden (zwischen 100 und 200 Skalenteilen) berechnet. Solche Abhängigkeit des Decrements von der Amplitude ist bisher für keine andere Flüssigkeit beobachtet worden. Die Ursache liegt vermutlich in der Konstitution der Glycerin-Seifenlösung. Es ist zweifelhaft, ob die *Meyer-König*'schen Formeln auch für eine von gallertartigen Fäden durchzogene, mit kleinen Kügelchen einer andern Flüssigkeit erfüllte Flüssigkeit gelten und ob sie desshalb zur Berechnung der Reibungskonstanten benutzt werden dürfen. Dass es nicht die in der

Tab. XXV.

Amplitude	Decrement.
525	0,06691
	6972
	6932
	7109
	7172
	7287
	7393
	7474
119	7545

übrigen Flüssigkeit suspendierten Kügelchen der „schwarzen Substanz" waren, die diese Unregelmässigkeit verursachten, wurde durch folgenden Versuch erwiesen. Milch ist ebenfalls eine Emulsion, sie besteht aus Fettkügelchen, die in einer zweiten Flüssigkeit suspendiert sind. Ein Schwingungsversuch in Milch ergab jedoch ein von der Amplitude vollkommen unabhängiges Decrement. Im Anschluss hieran möge bemerkt werden, dass es unmöglich war, die Scheibe, deren Decrement im Innern der Milch 0,05432 betrug, in der Oberfläche zum Schweigen zu bringen.[1])

[1]) Nach Abschluss der Arbeit kam mir eine Heidelberger Dissertation von Henry Garrett: Ueber die Viskosität und den Zusammenhang einiger Coloid-Lösungen (Heidelberg 1903) zu Gesicht. Der Verfasser findet, dass bei einer 2%igen, 8 Tage alten Leimlösung das logarithmische Decrement ebenfalls mit abnehmender Amplitude zunimmt. Er erklärt diese Erscheinung durch das Vorhandensein von Schaumzellen in der Flüssigkeit, von denen sich um so mehr an die Scheibe ansetzen, desto kleiner die Geschwindigkeit derselben ist, wodurch das Decrement grösser wird. Wurde nun die Scheibe in Schwingungen mit sehr grosser Amplitude versetzt, so löste sich ein Teil der Schaumwände

c. Schwingungen in der Oberfläche der Glycerin-Seifenlösung.

Auch in der Oberfläche nahm das Decrement mit abnehmender Amplitude zu: Tab. XXVI. Die Zunahme ist ganz regel-

Tab. XXVI.

Amplitude	Decrement
553	0,04737
	4766
	4837
	4890
	4946
	5009
	5089
	5175
	5213
	5226
	5376
	5464
	4376
106	5525

mässig. Trägt man die Amplitude als Abscisse und das Decrement als Ordinate auf, so erhält man eine Kurve, die Aehnlich-

von der Scheibe und das Decrement wurde kleiner. Ein solches Kleinerwerden nach grossen Schwingungen wurde bei der Glycerin-Seifenlösung nicht beobachtet.

keit mit einem Parabelbogen hat. Die obige Beobachtung ist mit demselben schwingenden System an derselben Flüssigkeit gemacht wie die in Tab. 25 enthaltene Beobachtung. Da die Amplituden nahezu dieselben sind, so sind die Zahlenreihen unmittelbar mit einander vergleichbar. Berechnet man für beide die Zunahme des Decrements in Prozenten bei der Abnahme der Amplitude von 525 auf 119 resp. 553 auf 106, so ergiebt sich für das Innere der Flüssigkeit eine Zunahme von 12, 8%, während sie für die Oberfläche 16,6% beträgt. Die prozentielle Zunahme für 10 Skalenteile Amplitude beträgt 3,1% bezw. 3,7%. Das Decrement nimmt also in der Oberfläche stärker zu als im Innern, ein Beweis dafür, dass chemische Veränderungen unter dem Einfluss der Luft vor sich gehen. 3,1% sind auf Rechnung der schon in der ganzen Flüssigkeit vorhandenen Verunreinigungen zu setzen, während die übrigen 0,6% auf Rechnung der nur in der Oberfläche durch den Einfluss der Atmosphäre hervorgerufenen Veränderungen zu setzen sind.

Ein weiterer Beweis für diese Tatsache ist die Zunahme des Decrements mit dem Alter der Oberfläche. An der frisch hergestellten Lösung wurde Folgendes beobachtet:

Tab. XXVII.

2,5′	7′	16′	31.5′	2′
0,05011	0,05725	0,06469	0,06874	0,05000

Die erste Reihe enthält das Alter der Oberfläche, die zweite das beobachtete Decrement für kleine Amplituden. Die Zunahme geht erst schnell, nachher langsamer vor sich. Nach der vierten Beobachtung wurde die Scheibe für einen Augenblick aus der Oberfläche entfernt und die Flüssigkeit mit einem gläsernen Löffel umgerührt. Dadurch werden die Teilchen, die sich an der Oberfläche gebildet haben, aus derselben entfernt und mit der übrigen Flüssigkeit vermischt. Wurde jetzt die Oberfläche von neuem untersucht, so ergab sich das unter 5 enthaltene Decrement. Leider wurde es versäumt, Schwingungsdauer und Decrement im

Innern dieser Lösung zu bestimmen, so dass eine Berechnung nicht möglich war. Im ersten Augenblick ist eine frisch hergestellte Oberfläche der Glycerin-Seifenlösung vollkommen gleichartig mit dem Innern, doch schon nach Bruchteilen einer Sekunde verändert sie sich unter dem Einfluss der Atmosphäre; die Oberflächenspannung nimmt ab (Lord *Rayleigh*) und die Zähigkeit durch Ausbildung gallertartiger Teilchen zu. Diese verbreiten sich allmählich durch die ganze Flüssigkeit, so dass nach geraumer Zeit auch eine Zunahme der inneren Zähigkeit stattfindet. Je veränderter die Flüssigkeit ist, also je älter sie ist, desto langsamer wird sie sich innerhalb einer bestimmten Zeit verändern. dies geht aus folgender Beobachtung hervor (Tab. XXVIII), die

Tab. XXVIII.

ca 1′	19′	60′
0,05451	0,05673	0.05744

an der etwa 3 Wochen alten Flüssigkeit gemacht wurde. Nach weiteren 14 Tagen ergab sich folgende Zunahme: Tab. XXIX. Die

Tab. XXIX.

15′	100′
0,11478	0,12023

Zahlen sind indessen nicht ohne weiteres mit den vorhergehenden vergleichbar, da die Dimensionen der Scheiben verschieden waren. Auch hier gelang es durch Umrühren der Flüssigkeit, eine Oberfläche mit dem ursprünglichen kleineren Decrement wiederherzustellen.

Tab. XXX (siehe Seite 61) enthält eine Zusammenstellung der an der 3 und 5 Wochen alten Flüssigkeit gewonnenen Resultate. Da die Dimensionen der Scheiben verschieden sind (bei 1: $R_1 = 4{,}00$ cm $M = 3467{,}9$ cm^2 g; bei 2: $R_1 = 5{,}03$ cm $M = 3724{,}5$ cm^2 g), so sind die Decremente und Schwingungs

Tab. XXX.

Δ_1	T_1	η	Δ_2	T_2	η_1	O
1) 0,07454	8,940″	0,07264	0,05696	8,853″	148,5	34,4
2) 0,16213	9,843″	0,07914	0,11895	9,587″	356,7	60,6

dauern nicht vergleichbar. p_1 ist das von der Flüssigkeit auf die in ihrem Innern schwingende Scheibe ausgeübte Dämpfungsmoment. Gemäss dem oben Gesagten, dass die Oberfläche einer weniger alten Flüssigkeit sich stärker aus der Luft verunreinigt, zeigt es sich, dass O im Verhältnis zu p_1 in der ersten Reihe grösser ist als in der zweiten (0,23 und 0,17).

Es giebt also keine besondere Oberflächenzähigkeit. Was auf den ersten Blick als solche erscheinen möchte, ist nichts anderes als innere Zähigkeit. Eine Glycerin-Seifenlösung besteht demnach aus zwei Schichten von verschiedener innerer Zähigkeit. Dieser Unterschied beruht auf dem verschiedenen Gehalt an gallertartigen Fäden, die sich vornehmlich in der Oberfläche unter dem Einfluss der Luft ausbilden. In der Oberfläche ist der Gehalt am grössten, er nimmt nach der Tiefe hin ab. Ist dies wirklich so, so müssen sich auch die Teilchen in der Oberfläche nach demselben Gesetz bewegen wie die Teilchen im Innern der Flüssigkeit.

Bewegt sich im Innern einer Flüssigkeit ein Cylinder mit konstanter Winkelgeschwindigkeit um seine Axe, so ist die Geschwindigkeit φ im Abstande r von der Drehungsaxe gleich $\frac{c}{r^3}$[1]); sie nimmt also proportional der dritten Potenz dieser Entfernung ab. Nimmt man nun an, dass für die Dauer einer Schwingung — der Bewegung von einem Umkehrpunkt zum andern — die beschleunigte Bewegung der Scheibe ersetzt werde durch eine gleichförmige, deren Geschwindigkeit gleich ist dem Mittel aus der Anfangsgeschwindigkeit, die gleich O ist, und der Geschwindigkeit, welche die Scheibe beim Passieren ihrer Ruhelage besitzt, so wird es erlaubt sein, auf diese Bewegung das obige Gesetz anzuwenden. Diese fingierte Bewegung wird um

[1]) Kirchhoff: Vorlesungen über mathematische Physik. 26te Vorlesung.

so weniger von der wirklich stattfindenden abweichen, je grösser die Schwingungsdauer der Scheibe ist. Die Bewegung der Flüssigkeitsteilchen wurde auf folgende Weise sichtbar gemacht: Die in die Oberfläche eingestellte Scheibe wurde um einen bestimmten Winkel aus ihrer Ruhelage abgelenkt und dort festgehalten, dann wurde mittels mit Fuchsin gefärbten Wassers, das aus einer Kapillare floss, ein schmaler, radialer gefärbter Streifen auf der Oberfläche hergestellt. Wegen seiner geringen Dichte und grösseren Oberflächenspannung hielt sich derselbe längere Zeit. Nun wurde die Scheibe so lange losgelassen, bis sie eine Schwingung vollführt hatte. In Fig. 24á, b und c sind die beobachteten Kurven enthalten, während Fig. 24 eine nach dem Gesetz $\varphi = c/r^3$ konstruierte Kurve giebt. Man sieht, dass dieselben übereinstimmen. Bei Figur 24a dehnt sich die Bewegung bis zum Gefässrand aus. Der am Scheibenrand von b und c gelegene Teil stimmt mit a überein. Weiter nach dem Gefässrand zu ist der Verlauf ein anderer. Denkt man sich die Flüssigkeit durch Horizontalebenen in eine grosse Anzahl dünner Scheiben zerlegt, so wird die Geschwindigkeit in den verschiedenen Scheiben verschieden sein. Legt man ausserdem durch den Rand der Scheibe eine Cylinderfläche, so ist in jedem innerhalb dieses Cylinders gelegenen Teilchen die Winkelgeschwindigkeit dieselbe; sie nimmt ab mit zunehmendem vertikalen Abstand von der Glascheibe. In dem ausserhalb des Cylinders gelegenen Teil ist die Winkelgeschwindigkeit am grössten in dem in derselben Horizontalebene wie die Glasscheibe liegenden Teil, da sie hier unmittelbar durch die Scheibe auf die Flüssigkeit übertragen wird. Hier also, in der Oberfläche, wird sich daher die Bewegung radial am weitesten ausdehnen und zwar um so weiter, je grösser die Zähigkeit ist. In den tiefer gelegenen Teilen ist die Geschwindigkeit sehr viel kleiner, da eine Uebertragung von Geschwindigkeit hier nicht unmittelbar durch die Scheibe, sondern mittelbar durch den vom Scheibenrand begrenzten Flüssigkeitscylinder erfolgt. Die Bewegung erstreckt sich also hier nur wenig über den oben erwähnten Cylinder hinaus und zwar um so weniger, je geringer die Zähigkeit ist. Das Resultat ist das, dass in einer gewissen Entfernung vom Scheibenrand die Teilchen der zäheren Oberfläche

in Bewegung sind, während dicht darunter die Flüssigkeit in Ruhe oder doch in sehr viel langsamerer Bewegung ist. In diesem Punkte wird daher die Bewegung in der Oberfläche durch die darunter liegende Flüssigkeit gestört. In den Fig. 25 b und c liegt dieser Punkt etwa in C.

d Schwingungsversuche in einer Lamelle.

Dieselben wurden in folgender Weise angestellt: Ich verfertigte zwei Ringe aus 1,4 mm dickem Kupferdraht; an dem einen wurde ein Bügel aus demselben Draht an zwei einander diametral gegenüberliegenden Punkten angelötet. Mittels Siegellack wurde dieser Bügel an dem Messingzapfen, der bei früheren Versuchen die Scheibe trug, befestigt und zwar so, dass der Ring genau centrisch um den Aufhängedraht als Axe in einer Horizontalebene schwang. An dem grösseren Ring werden drei Γ-förmig gebogene Kupferdrähte angelötet und zwar mit dem kürzeren Arm, so dass eine Art Dreifuss entstand. Dieser wurde auf einem verstellbaren Tischchen so aufgestellt, dass seine Ebene genau mit der durch den ersten Ring gehenden Ebene zusammenfiel. Ein cylindrisches Blechgefäss von geeigneter Grösse, das die Glycerin-Seifenlösung enthielt, wurde unterhalb der Ringe zwischen die drei Füsse gestellt. Wurde das Gefäss gehoben, so tauchten die Ringe in die Flüssigkeit, und durch Senken derselben erhielt man eine horizontale ebene Lamelle. Der innerhalb des beweglichen Ringes liegende Teil wurde zerstört, so dass sich jetzt eine ringförmige Lamelle zwischen den beiden Ringen befand. Es gelang nur äusserst selten, eine hinreichend grosse Anzahl von Decrementen zu beobachten, da die Lamelle gewöhnlich nur kurze Zeit hielt.

Es ergaben sich äusserst unregelmässige Resultate: Tab. XXXI (siehe Seite 64) stellt einen Beobachtungsatz dar. Da die Begrenzung der Lamelle gegenüber ihrer Fläche gross ist, so wurde dieselbe verhältnissmässig schnell dünner. Teils hierdurch, teils durch herabtropfende Flüssigkeit, teils auch durch Verdampfung der Lamellenflüssigkeit mögen sich diese Unregel-

Tab. XXXI.

$R_1 = 4{,}025 \quad R_2 = 4{,}66$

0,00250
307
184
366
194
347
406
540
370
531
317
401
370
470
260
253
229
Mittel 0,00388

mässigkeiten erklären. Das Decrement λ_0 des in freier Luft schwingenden Ringes betrug 0,00131, war also von derselben Grössenordnung.

Tab. XXXII (siehe Seite 65) giebt die Decremente an, die nach einander mit Zwischenräumen von einigen Minuten an derselben Lamelle beobachtet worden, die ca 20 Minuten hielt. Jede ist das Mittel aus etwa 10 andern, die dieselben Verschiedenheiten aufweisen wie die in Tab. XXXI enthaltenen. Nach der letzten Beobachtung (0,00097) wurden die Schwingungen so unregelmässig, dass manchmal die folgende Amplitude grösser war,

Tab. XXXII.

0,00257

564

380

487

97

als die vorhergehende, was übrigens bei den Schwingungen in Luft auch vorkam und wohl eine Folge von Erschütterungen gewesen ist. Die übrigen beobachteten Lamellen ergaben ähnliche inkonstante Resultate von derselben Grössenordnung. Eine gesetzmässige Zu- oder Abnahme des Decrements war nicht festzustellen.

Da es nur möglich ist, für einen unendlich langen, in einer unbegrenzten Flüssigkeit schwingenden Cylinder die Integration der Differentialgleichungen durchzuführen, so musste von einer Rechnung, welche die oben angegebenen Decremente als in Uebereinstimmung mit dem Koefficienten der inneren Reibung nachwies, abgesehen werden.

Dass sich die Teilchen der Lamelle wie die Teilchen der Oberfläche oder des Innern der Glycerin-Seifenlösung bewegen, wurde durch aufgestreute Korkpfeile gezeigt, die sich, wie Fig. 26 zeigt, anordneten. Nur in der Mitte zwischen den Ringen konnte die Kurve beobachtet werden, da die Teilchen, die sich in der Nähe befanden, durch Kapillarkräfte zu demselben hingezogen wurden.

Teil II.

Apparat und Theorie.

Wie schon im ersten Teil der Arbeit erwähnt wurde, zeigte die Oberfläche einiger Flüssigkeiten ein abnormes Verhalten; auf diese Eigenschaft soll in diesem Teil näher eingegangen werden.

Das Charakteristikum des tropfbar flüssigen Zustandes ist, dass die einzelnen Teilchen der Flüssigkeit ihre relative Lage mit einer Kraft, die gleich O ist, festhalten, während bei jedem festen Körper diese Kraft einen endlichen Wert hat. Dies gilt jedoch nur für das Innere der Flüssigkeit; in der Oberfläche wird es in so fern anders als sich dieselbe wie eine gespannte Membran verhält, die das Bestreben hat möglichst klein zu werden. Die Spannung in der Oberfläche ist das Resultat ausschliesslich von Kräften, die senkrecht zur Oberfläche stehen. Hieraus geht hervor, dass auch in der Oberfläche keine Kraft nötig ist, um die Teilchen gegeneinander in der Oberfläche zu verschieben. Bei den unten erwähnten Flüssigkeiten zeigt es sich nun, dass die Oberflächenteilchen gegenüber einer in Richtung der Oberfläche, also tangential wirkenden Kraft, durch die also das von der Oberflächenspannung erstrebte Minimum der Oberfläche nicht gestört wird, ihre Lage mit einer bestimmten Kraft festhalten, mit andern Worten, dass sich die Oberfläche wie ein fester Körper verhält.

Wirkt auf einen festen Körper eine Kraft, die eine Deformation an dem Körper hervorzubringen sucht, so wird derselbe eine Reaktion gegen dieselbe ausüben. Diese Eigenschaft nennt man Elasticität. Die Grösse der Deformation ist proportional der Kraft. Dies gilt jedoch nur, wenn die Kraft kurze Zeit wirkt;

denn mit der Zeit wird die Deformation grösser. Vergrössert man nun die Kraft, die nach dem Gesagten immer nur kurze Zeit wirken darf, so wird ein Augenblick kommen, wo die Deformation zu gross wird, so dass auch hier die Proportionalität aufhört; man sagt, dass dann die Elasticitätsgrenze überschritten ist. Unterhalb derselben ist der Körper elastisch vollkommen, d. h. die Deformation ist proportional der wirkenden Kraft vorausgesetzt, dass diese nur immer kurze Zeit wirkt. (Wirkt sie länger, so wird die Elasticitätsgrenze früher erreicht.) Belastet man nach Ueberschreitung der Elasticitätsgrenze den Körper weiter, so wird er mehr und mehr deformiert, bis er durch eine Kraft von bestimmter Grösse zerstört wird; die Festigkeitsgrenze ist überschritten.

Da bei den Versuchen das Minimumm der Oberfläche gewahrt bleiben musste, konnte es sich bei der Untersuchung auf Festigkeit natürlich nur um Kräfte handeln, die in Richtung der Oberfläche wirkten, also sogenannte Scherkräfte. Als günstigster Fall erschien der, dass die Oberfläche durch eine Kreisscheibe, die centrisch und horizontal an einem elastischen Draht aufgehängt war, tordiert wurde.

Die Anordnung war folgende: An einem vertikal aufgehängten Stahlzapfen von ca 15 cm Länge und 2 mm Dicke wurden zwei Kreisscheiben genau centrisch und horizontal befestigt; die obere, etwa in halber Höhe des Zapfens befestigte war aus Aluminium und trug an ihrem Umfang eine Millimeterskala, die zweite, die am unteren Ende des Zapfens befestigt war, war entweder aus Eisen oder Glas und wurde in die Oberfläche der Flüssigkeit gebracht. Der Radius der ersten Scheibe betrug 7,750 cm, der der zweiten 5,041 cm. Als Aufhängedraht dienten Drähte von verschiedener Dicke; derselbe wurde am oberen Ende des Stahlzapfens angelötet. Als oberer Aufhängepunkt diente der im ersten Teil beschriebene Torsionskopf. An der Kreisteilung konnten ganze Grade abgelesen und Zehntel mit hinreichender Sicherheit geschätzt werden. Die am Rande der Aluminiumscheibe angebrachte Skala war in 946 Teile geteilt; mittels eines daneben gestellten Mikroskopes konnten Zehntel Skalenteile mit Sicherheit abgelesen werden. Die Skalenteile wurden in Grade umgerechnet.

Ein Skalenteil entprach demnach 0,38°, mithin waren die Ablesungen an der unteren Skala auf 0,038° oder $^1/_{25}$° genau.

Die Beobachtung geschah in folgender Weise: Nachdem die Scheiben zur Ruhe gekommen waren und die Stellung oben und unten abgelesen war, wurde so viel Flüssigkeit in die 7,35 cm im Radius messende Glasschale gebracht, bis sich die Scheibe genau in der Oberfläche befand, was nach der im ersten Teil angegeben optischen Methode kontrolliert wurde. Nun wurde der obere Querschnitt um Φ Grade gedreht, der untere folgte um eine bestimmte Anzahl Grade (φ) nach, die aus den abgelesenen Skalenteilen berechnet wurden. Die Differenz zwischen der Verdrehung oben und der unten war ein Mass für das auf die Oberfläche ausgeübte Drehungsmoment, die Verschiebung der Scheibe ein Mass für die Verschiebung der einzelnen Teile der Oberfläche gegeneinander. Die Kombination beider mit den Dimensionen der einzelnen Versuchsgrössen gab einen Wert für den Torsionsmodul der Oberfäche. Wurde oben weiter und weiter gedreht, so wurde schliesslich ein Punkt erreicht, wo der Zusammenhang der Oberfläche sich löste, dieselbe zerriss. Die Grösse des angewandten Drehungsmomentes war ein Mass für die Scherungsfestigkeit der Oberfläche.

Ist der obere Querschnitt des Aufhängedrahtes gegen den unteren um φ^0 tortiert, so ist das ausgeübte Drehungsmoment:

$$P = \frac{\Pi}{2}\,\frac{\varphi}{57{,}296}\cdot\frac{r^4}{l}\cdot F \text{ oder } \varphi\,\frac{1}{g}\cdot\frac{\Pi^2 . K}{57{,}296\cdot T_0^2},$$

wo r den Radius des Drahtes, l seine Länge und F den Torsionsmodul des Materials in $\frac{\text{kg.-Gewicht}}{\text{mm}^2}$ bedeutet. K ist das Trägheitsmoment der Scheiben und des Zapfens in Bezug auf den Aufhängedraht als Axe und T_0 die Schwingungsdauer des Systems. Die am Umfang der Scheibe vom Radius R_1 von P ausgeübte Kraft ist $\frac{P}{R_1}$. Dieser Kraft muss das Gleichgewicht gehalten werden durch eine gleich grosse, entgegengesetzt gerichtete, die von der festen Oberfläche ausgeübt wird. Durch die Torsion um den

Winkel φ ist ein Radius B C der Scheibe (Fig. 27) in die Lage C B' gebracht worden; eine Gerade A B auf der Oberfläche ist dadurch in die Lage A B' gekommen, die mit der früheren Richtung den Winkel δ bildet. Nimmt man d für die Dicke der festen Oberflächenschicht an, so ist

$$k = 2 R_1 . \Pi . d . F_1 . \frac{d}{57{,}296}$$

nach der Definition des Torsionsmoduls dievon der Oberfläche auf den Scheibenrand ausgeübte Kraft. Für kleine Werte von φ ist $\delta = \frac{R_1 \cdot S}{R_2 - R_1}$. Daraus ergiebt sich:

$$F_1 = \frac{P\ (R_2 - R_1)}{2 . R_1^3 . \Pi \cdot d \cdot \frac{\varphi}{57{,}296}} \left(\dim \frac{m}{l . t^2}\right)$$

Unter Scherungsfestigkeit versteht man die Anzahl Kilogramm, die wenn sie in Richtung einer Fläche von 1 mm ^{2} über die ganze Fläche gleichmässig verteilt wirken, gerade ein Zerreissen hervorbringen. Das Drehungsmoment, für welches dies eintritt sei P_1. Dann wirkt über die Fläche $2 R_1 . \Pi . d$ verteilt die Kraft $\frac{P_1}{R_1}$. Mithin ist die Scherungsfestigkeit $H = \frac{P_1}{2 . R_1 . \Pi . d .}$ Da indessen über die Dicke der Oberflächenchicht nichts bekannt war, so wurden immer die Produkte F.d und H.d berechnet. Die Festigkeit der Oberfläche musste in der Grössenordnung der Festigkeit fester Körper liegen; dadurch war es möglich die Grössenordnung der Dicke zu bestimmen.

Die Schwingungsdauer T_0 wurde wie im ersten Teil bestimmt. Das Trägheitsmoment K ergab sich durch Rechnung.

Bevor jedoch zu den eigentlichen Beobachtungen geschritten wurde, wurden zwei Vorversuche angestellt: Wurde die Scheibe in Wasser oder Glycerin gebracht, so zeigte es sich, dass wenn der obere Querschnitt um irgend einen Winkel tordiert wurde, der untere um denselben nachfolgte.

Um die elastische Nachwirkung des Aufhängedrahtes möglichst zu vermindern, wurde derselbe häufig nach beiden Seiten um beträchtliche Winkel tordiert. Wurde nach dieser Vorbereitung um 180° tordiert, während die Scheibe in ihrer ursprünglichen Lage festgehalten wurde, so zeigte es sich, wenn nach ca 20 Minuten der obere Querschnitt in seine anfängliche Lage zurückgedreht wurde, dass sich der losgelassene untere nur um einige Zehntel Grade in Richtung der früheren Verdrehung des oberen verschob, dass also die durch elastische Nachwirkung bedingte Verschiebung der Gleichgewichtslage äusserst gering und in den meisten Fällen zu vernachlässigen war.

Quecksilber.

Es ist schon lange bekannt, dass die Oberfläche des Quecksilbers sehr empfindlich gegen Verunreinigungen jeder Art ist, und dass sie, wenn sie verunreinigt ist, ihre Beweglichkeit verliert. Dies wird z. B. sehr augenfällig bei der elektromagnetischen Rotation des Quecksilbers. Nachdem dieselbe eine Zeitlang bestanden hat, wird sie in der Oberfläche schwächer und schwächer, um schliesslich ganz aufzuhören, während sie im Innern mit ungestörter Geschwindigkeit weiter geht. Diese Erscheinung wurde zunächst von *Poggendorff*[1]) näher untersucht, er fand kurz folgendes: Die Ursache der Erscheinung ist in einer Veränderung zu suchen, die die Quecksilberoberfläche durch das sie umgebende Gas erfährt. Die meisten Gase und Flüssigkeiten mit Ausnahme der Säuren und ihrer Dämpfe machen die Oberfläche nach kürzerer oder längerer Einwirkung unbeweglich. Im Vakuum, das allerdings kein vollständiges war, dann im Wasserstoff und in der Kohlensäure bleibt die Bewegung am längsten erhalten. *Poggendorff* erklärt die Erscheinung dadurch, dass sich durch chemische Einflüsse eine die Bewegung hemmende Schicht bilde; über die physikalischen Eigenschaften derselben macht er indessen keine weiteren Aussagen.

Zur Untersuchung des Quecksilbers diente eine Eisenscheibe von 50,41 mm Radius, die an den Stahlzapfen angenietet wurde.

[1]) Pogg. Ann. 79,1 (1849).

Um vor störenden Einflüssen der Elektricität, die durch Berührung zwischen Quecksilber und Glas entsteht, sicher zu sein, wurde in die Glasschale ein Ring aus dünnem Eisenblech hineingestellt, der dieselbe um ca 1 cm überragte und mit dem Metall des Torsionskopfes und dadurch mit der Scheibe durch einen dünnen Metalldraht leitend verbundnn war. Der Aufhängedraht bestand aus einem 0,130 mm dicken und 630,3 mm langen geglühten versilberten Kupferdraht T_0=25,100'' K=205,34 kg. mm^2

Wurde die Scheibe in die Oberfäche von kürzlich im Vakuum destillierten und nach der schon erwähnten Röntgen'schen Methode frisch filtrierten Quecksilbers gebracht, so führte sie zunächst Schwingungen aus. Nach Beruhigung derselben zeigte es sich, dass bei einer Torsion des oberen Querschnitts um einen Grad der untere um ebenso viel nachfolgte und Schwingungen vollführte; der Versuch dauerte ungefähr 2 Minuten. Die Festigkeit einer Oberfläche von diesem Alter ist also sehr gering. Eine ganz frische Oberfläche zeigt überhaupt keine Festigkeit, dies stimmt mit dem Resultat von *Poggendorff* und mit dem der Schwingungsversuche überein.

Nach 15′ ergab dieselbe Oberfläche: $\Phi = 1{,}0^0$, $\varphi = 0{,}42^0$ d. h. für ein Drehungsmoment proportional einem Grad entstand in der Oberfläche eine Verdrehung von $0{,}42^0$. Für $\Phi = 1{,}50^0$ trat Zerreissen ein. Berechnet man für diesen Wert H.d (Festigkeit $\times$ Dicke) so erhält man $0{,}54.10^{-9}$. Nimmt man als untere Grenze für die Dicke der Schicht den Durchmesser einer Molekel 10^{-7}, so erhält man für die Schubfestigkeit: $5{,}5.10^{-3}$ $\frac{\text{kg. Gew.}}{\text{mm}^2}$ Dieser Wert ist der Grössenordnung nach etwa 3,6. 10^3 mal kleiner als die Scherungsfestigkeit des Stahls und 1,2. 10^2 mal so klein als die Schubfestigkeit des Kalksteins, die nach *Bauschinger*[1]) 0,5-1,0 $\frac{\text{kg.-Gew.}}{\text{mm}^2}$ beträgt. Nach 48 Stunden hatte die Festigkeit ganz bedeutend zugenommen, leider wurde es versäumt, die Verdrehung des unteren Querschnitts mit dem Mi-

[1]) Mitteilungen aus dem mechan.-technisch. Laboratorium zu München, Heft 3 (1874).

kroskop zu beobachten, es wurde nur durch Anvisieren einer an der Scheibe angebrachten Marke festgestellt, um wie viel der obere Querschnitt verdreht werden musste, damit Zerreissen erfolgte. Es war daher nicht möglich, den Torsionsmodul zu bestimmen. Es ergaben sich folgende Werte für φ:

Tab. XXXIII.

865^0

142^0

122^0

90^0

75^0

65^0

Die Beobachtung wurde in folgender Weise angestellt: Nachdem sich die Scheibe 48 Stunden in der Quecksilberoberfläche befunden hatte, wurde die erste Beobachtung gemacht. Dann wurde sie für einen Augenblick aus der Oberfläche entfernt und nachdem sie ihre Ruhelage wieder erreicht hatte, wieder eingestellt und Beobachtung 2 gemacht u. s. w. nach jedesmaligem Entfernen die nächste. Für $\varphi = 885^0$ ergiebt sich für die Festigkeit: 65 $\frac{\text{kg. Gew.}}{\text{mm}^2}$, wenn für die Dicke wieder 10^{-7} mm annimmt. Nimmt man als zweite Grenze für die Dicke ganz willkürlich den Quincke'schen Radius der molekularen Wirkungssphäre: 50.10^{-6}, so erhält man für die Festigkeit $0{,}13 \cdot \frac{\text{kg. Gew.}}{\text{mm}^2}$, ein Wert, welcher ungefähr dieselbe Grössenordnung wie die Festigkeit des Sandsteins hat. Da es unwahrscheinlich ist, dass die Festigkeit des Metalloxyds (aus diesem wird die Oberflächenschicht wahrscheinlich bestehen) dieselbe Grössenordnung hat wie die der Metalle, so giebt der Wert 50.10^{-6} mm wohl einen richtigen Wert für die Dicke an. — Durch die erste Beobachtung ist die oberflächliche

Schicht zerrissen; dieselbe schliesst sich indessen schnell wieder zusammen. Dies geht daraus hervor, dass die folgenden Beobachtungen alle von O verschiedene Wert für φ ergaben. Da indessen durch jeden Versuch die Zerstörung vergrössert und dadurch der Zusammenschluss erschwert wird, nehmen die Werte für φ ab.

Damit auch die Festigkeit der 15′ alten Oberfläche die Grössenordnung der Festigkeit des Sandsteins erreicht, müsste die Dicke beträchtlich geringer sein. Dass dieselbe indessen kleiner wird als 10^{-7} ,als der Durchmesser einer Molekel, ist nicht möglich. Man muss daher annehmen, dass sich zunächst nur an einigen Stellen eine Oberflächenschicht ausbildet, deren Dicke dann mindestens gleich dem Molekulardurchmesser sein muss. Die Schicht entsteht vielleicht auf dieselbe Weise, wie sich auf der Oberfläche von gekochter Milch eine Haut bildet: Es entsteht zunächst an einem Punkte, wahrscheinlich unter Einwirkung des Sauerstoffs der Luft, ein festes Teilchen, das allmählich grösser wird und sich später mit andern auf dieselbe Weise entstandenen zu einer zusammenhängenden Schicht zusammenschliesst. Die erste Beobachtung an der Quecksilberoberfläche ist dann zu einer Zeit geschehen, wo sich dieser Zusammenschlrss noch nicht vollzogen hatte.

Zink-Amalgame.

Durch Auflösen von geeigneten Mengen Zinkblechs in Quecksilber wurden folgende Amalgame hergestellt: 0,0001%, 0,001, 0,01, 0,1 und 1%ig. Der Aufhängedraht war ein 499,0 mm langer und 0,500 mm dicker geglühter Messingdraht. Die Schwingungsdauer betrug 1,841″.

Die frische Oberfläche des 0,0001%igen Amalgams zeigte keine Festigkeit. Nach 24 Stunden konnte oben um 1° tordiert werden, ohne dass unten Bewegung eintrat. Bei grösserer Torsion trat Zerreissen ein. Die Oberfläche war indessen nicht homogen : wurde das Quecksilber irgendwie in Bewegung gesetzt, so sah man, dass ein grosser Teil der Oberfläche sich wie jede andere Quecksilberoberfläche bewegte, dazwischen jedoch befanden sich

Scheibchen von unregelmässiger Gestalt, die fest waren. Da es sich, wie später gezeigt werden wird, herausstellte, dass bei Abschluss der Luft die Oberfläche eines Amalgams beweglich blieb, so ist das Vorhandensein dieser Scheibchen ein Beweis für die oben angegebene Entstehungsart der festen Oberfläche.

Für die andern Amalgame ergab sich nahezu dieselbe Festigkeit, die jedoch sehr viel grösser als die des 0,0001%igen war. (Tab. XXXIV.)

Tab. XXXIV.

0,001%	257°
0,01	325
0,1	284
1	437

Iede dieser Zahlen ist das Mittel aus etwa 10 Einzelbeobachtungen, die manchmal beträchtlich von einander abwichen. Die Beobachtungen wurden so angestellt, dass jedesmal die Scheibe aus der Oberfläche entfernt und für die nächste Beobachtung wieder neu eingestellt wurde. Dadurch wird natürlich die Schicht jedesmal zerstört; Störungen treten ausserdem durch jede Bewegung des darunter liegenden Quecksilbers ein, so dass die Inkonstanz der gefundenen Werte nicht verwundern darf. Aus dem grössten und dem kleinsten Werth: 437° und 257° wurde H. d berechnet; es ergab sich $0{,}29.14^{-4}$. Nimmt man als Dicke der Schicht wieder den Quincke'schen Radius der molekularen Wirkungssphäre, so erhält man für H 14,5 resp. 8,5 $\frac{\text{kg.-Gew.}}{\text{mm}^2}$ Zahlen, die etwa 3 bis 4 mal so klein sind als die Werte für die Schubfestigkeit des Bessemerstahls (nach *Bauschinger* 34-58).

Bei sämmtlichen Amalgamen wurde festgestellt, dass wenn der Drehungswinkel um 5° von dem differierte, für den Zerreissen eintrat, nicht die geringste Bewegung der Scheibe stattfand, so dass bis zu dieser Grenze die Schicht als vollkommen starr angesehen werden konnte. Berechnet man hiernach den

Torsionsmodul, so ergiebt sich F.d grösser als 0,96. 10^{-4} und F für den oben angeführten Wert von d grösser als $48 \frac{\text{kg.-Gew.}}{\text{mm}^2}$ eine Zahl, die etwa um das Hundertfache in der Grössenordnung hinter den Werten der Torsionsmoduln der Metalle zurückbleibt.

Ein Körper, der bei den kleinsten Deformationen schon seinen Zusammenhang aufgiebt, heisst spröde; demnach wäre die Oberfächenschicht spröde zu nennen. Ein Stückchen Zinkblech, das einige Augenblicke in Quecksilber gelegen hat und in welches das Quecksilber hineindiffundiert ist, bekommt dieselbe Eigenschaft: es bricht sofort, wenn man es zu biegen versucht.

Eigentümlich ist es, dass 0,0001g Zinkblech in 100 g Quecksilber gelöst fast keine Festigkeit der Oberfläche erzeugt, während bei einer Auflösung von 10 mal mehr Zinkblech dieselbe beträchtlich ist und nun konstant bleibt, wenn man die Konzentration noch weiter erhöht.

Fragt man sich nach dem Ursprung der Festigkeit, so ist es sicher, dass die atmosphärische Luft eine wichtige Rolle bei der Ausbildung der Oberflächenschicht bildet. Das Zink, das sich in feiner Verteilung in der ganzen Quecksilbermasse findet, ändert den flüssigen Charakter des Innern nicht. Sobald es jedoch an die Oberfläche und damit an die Luft kommt, oxydiert es sich, wozu es wegen seiner feinen Verteilung besonders Neigung hat. Das gebildete Zinkoxyd, das mit Quecksilberoxyd vermischt ist, bildet die feste Oberfläche. Das beim längeren Durchschütteln von Zinkamalgam mit Luft entstehende feine, schwärzliche Pulver ist nichts anderes als ein Gemisch von Zinkoxyd mit sehr kleinen Quecksilber-Kugeln.

Dass die Anwesenheit der Luft für die Ausbildung der festen Oberfläche erforderlich ist, wurde durch folgenden Versuch erwiesen: Nachdem die Scheibe in die Oberfäche einer frisch gereinigten Quecksilbermenge eingestellt war, wurde über dieselbe bis zu etwa 1 cm Höhe reines Glycerin geschüttet. Nach Verlauf von $^1/_4$ Stunde zeigte die Oberfläche keine Festigkeit. Jetzt wurde ein Stückchen Zinkblech ins Quecksilber gebracht und durch Umrühren aufgelöst, das erhaltene Amalgam war etwa 0,01%ig. Es zeigte sich auch jetzt keine Festigkeit. Wurde statt Glycerin Pe-

troleum genommen, so erteilte dieses der Oberfläche eine beträchtliche Festigkeit, die einem Winkel von 63° im Mittel entsprach. Wenn es tatsächlich die Luft ist, die die Festigkeit verursacht, so muss das Petroleum sehr viel Luft absorbiert enthalten, während das Glycerin von Luft nahezu frei sein muss. Dass dies in der That so ist, wurde durch folgenden kleinen Versuch erwiesen, In einem Reagenzglas wurden etwa 3 ccm Petroleum vorsichtig über eine ebenso grosse Menge Glycerin geschichtet. Dann wurde zwischen beide etwa 5 ccm einer wässrigen Pyrogallussäure gebracht. Die drei Flüssigkeiten blieben scharf von einander getrennt. Wurden nun zur Pyrogallussäure einige Tropfen Natronlauge hinzugefüllt, so bräunte sich schon nach wenigen Minuten der obere, an das Petroleum grenzende Teil der alkalischen Pyrogallussäurelösung, während der untere Teil noch nach mehreren Stunden unverändert war.

Ein weiterer Beweis für die Bedeutung der Luft wurde durch folgendes erbracht: Wurde durch das oben erwähnte Amalgam, welches durch Glycerin vor der Luft geschützt war, ein Luftstrom geblasen, so zeigte sich eine um so grössere Festigkeit, je grösser die Dauer des Luftstroms war.

Albumin, Eisenacetat, Saponin.

Alle drei Substanzen wurden von der Firma *Merck* in Darmstadt bezogen. Ihre wässrigen Lösungen sind nach *Plateau* wohl geeignet, ausgedehnte Lamellen zu bilden. Es wurden Lösungen von verschiedenen Konzentrationen untersucht. Es zeigte sich, dass die Oberfäche fest war und dass die Grössenordnung der Festigkeit für alle Lösungen dieselbe war. Bei einem bestimmten kleinen Wert der Konzentration ging die Festigkeit plötzlich auf einen geringen Wert herab. Mit dem Alter der Oberfläche nahm die Festigkeit derselben zu; die Temperatur hatte keinen Einfluss auf die Grösse derselben. Es gelang nicht, die Ursache für die Ausbildung der Oberflächenschicht festzustellen, doch liegt die Vermutung nahe, dass auch hier die Luft eine wesentliche Rolle spielt. In keinem Fall wurde eine Proportionalität zwischen dem wirkenden Drehungsmoment und der erzeugten Deformation fest-

gestellt; schon bei Anwendung des geringsten Drehmomentes zeigte sich die Elasticitätsgrenze überschritten. Bestätigt wurde dies durch folgende Beobachtung: Wurde der obere Querschnitt um einen bestimmten Winkel Φ tordiert, so folgte der untere um einen kleineren Winkel Ψ nach; wurde nun der obere Querschnitt um den Winkel $\Phi - \Psi = \varphi$ zurückgedreht, so wirkte kein Drehmoment auf die Oberfläche. Die untere Scheibe drehte sich indessen nicht in ihre ursprüngliche Lage zurück. Es war also durch die erste Verdrehung eine dauernde Deformation bewirkt. Wurde eine sorgfältig gereinigte Korkplatte auf die Oberfläche gelegt, um einen kleinen Winkel tordiert und dann sofort losgelassen, so trat auch hier keine Rückdrehung ein, obgleich die Dauer der Einwirkung äusserst kurz war. Nach diesem muss man sagen, dass sich die Oberfläche wie ein dehnbarer fester Körper verhält etwa wie Blei oder Pech. Wirkt auf einen solchen Körper eine deformierende Kraft, deren Grösse allmählich von einem kleinen Wert an gesteigert wird, so wird der Körper zunehmend deformiert, um endlich bei einem bestimmten Wert p der Kraft den Zusammenhang seiner Teile aufzugeben. Wirkt jedoch eine Kraft, die grösser ist als p, ganz plötzlich, so wird er, fast ohne deformiert zu werden, zerstört. Dieselben Erscheinungen zeigte die Oberfläche: Wurde oben schnell um einen geeigneten Winkel tordiert, so folgte der untere Querschnitt vollkommen nach. Durch diese Thatsache kam in die Beobachtungen eine grosse Unsicherheit hinein. Dies zeigte sich auch in Folgendem: Wurde oben etwa um 10^0 tordiert, so verschob sich fast gleichzeitig die Skala im Mikroskop um einen bestimmten Betrag. Nach dieser ersten Verschiebung blieb die Scheibe nicht etwa stehn, sondern sie bewegte sich mit geringer, abnehmender Geschwindigkeit weiter. Jede Verschiebung φ_n ist also nicht nur das Resultat des momentan wirkenden Drehungsmomentes P_n, sondern auch aller Drehungsmomente (P_1, $P_2 \cdots P_{n-1}$), die seit Beginn des Versuches auf die Oberfläehe gewirkt haben. Um die verschiedenen Beobachtungen mit einander vergleichbar zu machen, wurde folgendermassen verfahren: Oben wurde immer langsam um je 10^0 tordiert, dann wurde so schnell wie möglich abgelesen und von neuem tordiert, so dass die Zeiten, während der die Kräfte wirkten,

kurz waren. Die zweite Verschiebung, die nach der ersten plötzlich eingetretenen erfolgte, war (auf die Minute berechnet) um so grösser, je grösser Φ war, so dass sich die Scheibe schliesslich in langsamer Bewegung befand. Dadurch wurde es unsicher, was als φ zu nehmen war und wann Zerreissen eintrat.

Die Lamellen dieser Flüssigkeiten zeigen also eine Konstitution, wie *Plateau* angegeben hat: zwischen festen Wänden befindet sich die Flüssigkeit, die nur äusserst langsam herunterfliesst. Das Dünnerwerden geht vom Rande aus vor sich. Auffallend ist es, dass Lösungen von geringerer Konzentration nicht geeignet waren, Lamellen von der gleichen Grösse und Haltbarkeit wie konzentriertere Lösungen zu bilden, obgleich die Festigkeit der Oberfläche nahezu dieselbe war. Dies durch eine Abnahme der inneren Reibung, die ein schnelleres Herunterfliessen der Flüssigkeit erlaubt hätte zu erklären, war nicht zulässig, da die Konstante der inneren Reibung, wie durch Schwingungsversuche festgestellt wurde, sich äusserst wenig mit der Konzentration änderte.

Da sich die drei Flüssigkeiten im Wesentlichen gleich verhielten, so möge hier ausführlich nur eine Beobachtung angeführt werden.

Die Eisenscheibe des zur Untersuchung des Quecksilbers benutzten Apparats wurde durch eine solche aus Glas ersetzt von 9,999 cm Durchmesser. Ein 652,5 mm langer und 0,130 mm dicker versilberter Kupferdraht diente als Aufhängedraht.

Die erste Spalte von Tab. XXXV (Tab XXXV und XXXVI siehe Seite 79) enthält den Winkel, dem das Drehungsmoment proportional ist, die zweite die Deformation der Oberfläche, die dritte endlich den Quotienten aus beiden, der von oben nach unten hin abnimmt, woraus hervorgeht, dass die Deformation schneller zunimmt als das zugehörige Drehungsmoment. Für $\varphi = 48^0$ zerriss die Oberfläche.

Tab. XXXVI enthält eine Zusammenstellung von Beobachtungen an Albuminlösungen (das Albumin war aus Blut hergestellt) von verschiedener Konzentration. Aus der Tabelle geht hervor, dass die Festigkeit der Oberfläche zunächst mit abnehmendem Gehalt an Eiweiss zunimmt, um dann wieder abzunehmen.

Tab. XXXV.

2%ige Eiweisslösung.

Φ	φ	$\frac{\Phi}{\varphi}$
4,8°	0,19°	24,0
9,4°	0,57	16,0
13,6°	1,37	9,7
17,9	2,13	8,5
22,0	3,04	7,3
25,8	4,18	6,1
29,7	5,24	5,6
33,1	6,84	4,8
37,0	7,98	4,6
39,7	10,25	3,9

Tab. XXXVI.

Gehalt	Φ	F.d	H.d	H
2%	48°	$0{,}26 \cdot 10^{-7}$	$0{,}91 \cdot 10^{-7}$	0,91
0,2%	101			
0,02	200	$0{,}20 \cdot 10^{-6}$	$0{,}38 \cdot 10^{-6}$	3,8
0,002	121			
0,0002	klein a. 2°		kleiner als $0{,}38.10^{-8}$	

Das Maximum liegt bei 0,02%, der plötzliche Abfall zwischen 0,002 und 0,0002%. Der Werth $0{,}26.10^{-7}$ für F.d ist erhalten worden, indem ich annahm, dass die Elasticitätsgrenze bei einem Drehungsmoment lag, das einem Winkel $\Phi = 4{,}8^0$ entspräche (siehe Tab. XXXV). Nimmt man als Dicke der Schicht den mittleren Molekeldurchmesser 10^{-7}, so erhält man die in der Tabelle unter H enthaltenen Werte.

Tab. XXXVII und XXXIII bieten nichts wesentlich Neues:

Tab. XXXVII.

Lösung von essigsaurem Eisenocyd.

Gehalt	ψ
4%	186^0 ca420^0(12^h alt).
0,4%	$14{,}6^0$ $39{,}2$(3^h alt). 355^0(14^h alt)
0,04%	klein a. 1^0 $33{,}5$(4^h alt).

Tab. XXXVIII.

Lösung von Saponin.

Gehalt	ψ
1%	149^0
0,1	139
0,01	89,5
0,001	kleiner a.2^0

Die Festigkeit nimmt mit abnehmendem Gehalt ab. Mit dem Alter der Oberfläche nimmt sie zu. Eine 0,4%ige Eisenacetatlösung, die auf 70^0 erwärmt war, zeigte dasselbe Verhalten wie bei Zimmertemperatur. Von einer Berechnung von H.d und F.d

ist abgesehen, da ja die Grössenordnung dieselbe ist wie bei der Eiweisslösung.

Zu erwähnen ist noch, dass das Zerreissen immer dicht am Rande eintrat; dies wurde durch aufgestreutes Lykopodium festgestellt. Bei einem Schwingungsversuch in der Oberfläche einer 18 Stunden alten 0,4%igen Eisenacetatlösung zeigte sich besonders hübsch die Festigkeit. Am Rande der Scheibe, die Schwingungen von kleiner Amplitude vollführte, befand sich ein etwa millimeterbreiter Streifen, dessen Teilchen (durch Lykopodium sichtbar gemacht) an der Bewegung teilnahmen, der übrige Teil der Oberfläche war vollkommen in Ruhe. Bei grösserer Amplitude wurde der bewegte Streifen grösser.

* * *

Die vorstehende Arbeit wurde unter Leitung des Herrn Professor *Lenard* im physikalischen Institut der Universität Kiel angefertigt.

Thesen.

1) Die dynamischen Methoden zur Bestimmung der Oberflächenspannung von Flüssigkeiten sind den statischen vorzuziehen.

2) Für die Regelation des Eises giebt es keine ausreichende Erklärung.

3) Die *Nernst*'sche Theorie der galvanischen Elemente ist der älteren vorzuziehen.

OF THE
UNIVERSITY
OF
CALIFORNIA

Lebenslauf.

Ich, *Karl Hans Magnus Schütt,* bin am 14ten August 1880 in Flensburg als Sohn des Postsecretairs *Hans Schütt* und seiner Frau *Marie,* geb. *Martens,* geboren und evangelisch-lutherischer Konfession. Ostern 1890 trat ich in die Sexta des Flensburger Realgymnasiums ein, das ich nach bestandener Reifeprüfung Ostern 1899 verliess, um mich dem Studium der Physik, Chemie und Mathematik zu widmen. Im Sommer-Semester 1899 besuchte ich die Universität Heidelberg, studierte darauf ein Semester in Berlin und bezog Ostern 1900 meine Heimatsuniversität Kiel. Seit Ostern 1902 bin ich zweiter Assistent des Herrn Professor *Lenard* am physikalischen Institut der Universität.

Ich hörte Vorlesungen bei folgenden Herren Docenten:

in Heidelberg: *Quincke, Krafft, Koenigsberger, Hensel, Thode, Kuno Fischer, Klaatsch,*

in Berlin: *Warburg, Liebermann, Paulsen, Simmel, Wagner, Schmoller, Herrman,*

in Kiel: *Lenard, Weber, Biltz, Lehmaun, Pochhammer, Stäckel, Martius, Deussen, Kauffmann, Wolff, Matthaei.*

Allen meinen Lehrern fühle ich mich zu grossem Dank verpflichtet; vor allem Herrn Professor *Lenard,* auf dessen Anregung ich diese Arbeit verfasst habe, bin ich für das mir stets bewiesene freundliche Interesse ganz besonderen Dank schuldig.

LIBRARY
OF THE
UNIVERSITY
OF
CALIFORNIA

LIBRARY
OF THE
UNIVERSITY
OF
CALIFORNIA

YC 10867

QC183
S3
186613
Schütt.